

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ
ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Фізико-математичний факультет
Кафедра загальної фізики та фізики твердого тіла

«На правах рукопису»
УДК 537.622.4

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ В.Й.Котовський
(підпис) (ініціали, прізвище)

“ ____ ” _____ 20__ р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності (спеціалізації) 104 – фізика та астрономія (комп’ютерне моделювання фізичних процесів)

на тему: Магнітодинамічні властивості епітаксіальних плівок NiMnGa, осаджених на монокристалічні підкладки

Виконала: студентка 2 курсу магістерського рівня, групи ОФ- 81 мп
(шифр групи)

Спрогіс Раїса Вікторівна

(прізвище, ім’я, по батькові)

(підпис)

Науковий керівник к. ф.-м. н., доцент, с.н.с. Салюк. О.Ю.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Рецензент д. ф.-м. н., с.н.с. Голуб В.О.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Київ – 2019року

АНОТАЦІЯ

ДО ЗВІТУ З МАГІСТЕРСЬКОЇ ДИСЕРТАЦІЇ

СТУДЕНТКИ ФМФ, 2 КУРСУ МАГІСТЕРСЬКОГО РІВНЯ ГР. ОФ-81

ФМФ, НТУУ КПІ ім. І. Сікорського,

Спрогіс Р.В.

(ПІБ)

На тему: «Магнітодинамічні властивості епітаксіальних плівок NiMnGa, осаджених на монокристалічні підкладинки»

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук, доцент, старший науковий співробітник Інституту магнетизму НАН України та МОН України Салюк Ольга Юріївна

Актуальність: Тонкі плівки феромагнітних сплавів з пам'яттю форми, як в полікристалічному, так і в монокристалічному станах, є новими функціональними матеріалами, які можуть керуватися магнітним полем та застосовуватись мікроелектромеханічних системах.

Об'єкт дослідження: епітаксіальні плівки NiMnGa, осаджені на моно-кристалічні підкладинки NaCl (001), MgO (001) і Si (001)

Предмет дослідження: магнітні властивості епітаксіальних плівок Ni-Mn-Ga.

Мета роботи: з'ясувати вплив різних підкладок на магнітні властивості епітаксіальних плівок Ni-Mn-Ga.

Методи дослідження: феромагнітний резонанс.

Відомості про обсяг звіту, кількість ілюстрацій, таблиць, додатків і літературних найменувань за переліком використаних: 83 сторінок звіту, 17 ілюстрацій, 3 таблиці, 68 літературних найменування

Мета індивідуального завдання, використані методи та отримані результати: Методом феромагнітного резонансу дослідити магнітні властивості тонких плівок феромагнітного сплаву з пам'яттю форми Ni-Mn-Ga, осаджених на підкладинки NaCl (001), MgO (001) і Si (001).

Показано, що ці плівки, напилені на різні монокристалічні підкладинки, демонструють якісно різну поведінку магнітної анізотропії: плівка, напилена на підкладинки NaCl має магнітну анізотропію типу «легка площина», в той час як плівка, напилена на підкладинку Si, має позаплощинну анізотропію.

Висновок: Показано, що якісно різна поведінка магнітної анізотропії обумовлена формуванням різних мартенситних варіантів і залишковою напругою в плівці. Магнітна анізотропія типу легка площина головним чином обумовлена напругою стиснення в площині плівки за рахунок різниці коефіцієнтів теплового розширення підкладинки NaCl і плівки Ni-Mn-Ga. В плівках, що напилені на монокристалічні підкладинки MgO та кремнію

Si, виникають напруги розтягування, що призводять до формування перепендикулярної анізотропії.

Перелік ключових слів (не більше 20): феромагнітні сплави з пам'яттю форми, епітаксіальна плівка, монокристалічна підкладка, магнетронні розпилюючі системи, феромагнітний резонанс, скануючий електронний мікроскоп, енергетично-дисперсійна рентгенівська спектроскопія.

Підпис керівника _____

SUMMARY

TO THE MASTER'S DISSERTATION REPORT

STUDENT OF FMF, 2 COURSE OF THE MASTER LEVEL, GR. OF-81mp, PMF,
National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Polytechnic Institute”

Sprogis Raisa

On the topic: « Magnetodynamic properties of epitaxial NiMnGa films deposited on monocrystalline substrates»

Scientific supervisor: PhD in physics and mathematics, assistant professor, senior researcher of the Institute of magnetism NASU and MESU, Salyuk Olga

Topicality: Thin films of ferromagnetic alloys with memory shape, both in polycrystalline and monocrystalline states, are new functional materials that can be controlled by a magnetic field and used in microelectromechanical systems.

Object of research: epitaxial NiMnGa films deposited on monocrystalline NaCl (001), MgO (001) and Si (001) substrates.

Subject of research: Magnetic properties of epitaxial films of Ni-Mn-Ga.

Purpose of work: determine the influence of different substrates on the magnetic properties of epitaxial films of Ni-Mn-Ga.

Research methods: the ferromagnetic resonance method investigated the magnetic properties of thin films of a ferromagnetic alloy with the memory of the form Ni-Mn-Ga deposited on the substrates NaCl (001), MgO (001) and Si (001).

Information about the volume of the report, the number of illustrations, tables, applications and literary names in the list of used ones: 83 pages of the report, 17 illustrations, 3 tables, 68 literary titles

The purpose of the individual task, the methods used and the results obtained: Worldwide efforts over the last decade and recent advances in the form of thin-film films of ferromagnetic alloys with memory form mainly include non-stoichiometric Heusler compounds of Ni-Mn-Ga. Along with large magnetostriction, a large common effect of memory shape and supra elasticity, these alloys show a great magneto-caloric effect and magneto-resistance. However, the effect of different substrates on the magnetic properties of epitaxial Ni-Mn-Ga films was not investigated practically.

Conclusion: It is shown that these films, deposited on different monocrystalline substrates, show a qualitatively different behavior of magnetic anisotropy: the film, deposited on the NaCl substrates, has a magnetic plane anisotropy, while the film deposited on the Si substrate has out-plan anisotropy. It is shown that this difference is due to martensitic variations and the residual stress in the film (negative for NaCl, positive for Si). The obtained results testify to the possibility of controlling the magnetic properties of thin films of Ni-Mn-Ga alloy using various substrates.

Keyword list (no more than 20): ferromagnetic shape memory alloys, epitaxial film single-crystal substrate, magnetron spray systems, ferromagnetic resonance, scanning electron microscope, dyspersiynyna energy-ray spectroscopy.

Signature of the head _____

**Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут
імені Ігоря Сікорського»**

Інститут/факультет _____ фізико-математичний _____
(повна назва)

Кафедра _____ загальної фізики та фізики твердого тіла _____
(повна назва)

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-професійною
(освітньо-науковою) програмою

Спеціальність (спеціалізація) _____ 104 – фізика та астрономія (комп'ютерне
моделювання фізичних процесів) _____

ЗАТВЕРДЖУЮ
Завідувач кафедри
_____ В. Й. Котовський
(підпис) (ініціали, прізвище)
«___» _____ 20__р.

**ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студентки**

Спрогіс Раїси Вікторівни

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема дисертації **Магнітодинамічні властивості епітаксialьних плівок
NiMnGa, осаджених на монокристалічні підкладинки**

науковий керівник дисертації к. ф.-м. н., доцент, с.н.с. Салюк О.Ю.,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від «7» листопада 2019 р. № 3850-с

2. Строк подання студентом дисертації 11.12.2019

3. Об'єкт дослідження епітаксialьні плівки NiMnGa, осаджені на моно-
кристалічні підкладинки MgO (001), NaCl (001) і Si (001)

4. Предмет дослідження (Вихідні дані – для магістерської дисертації за
освітньо-професійною програмою) магнітні властивості епітаксialьних

та текстурованих плівок Ni-Mn-Ga

5. Перелік завдань, які потрібно розробити

- 1). Проаналізувати літературу за темою «Магнітодинамічні властивості епітаксіальних плівок NiMnGa, осаджених на монокристалічні підкладинки»;
- 2). Робота зі спектрометром Bruker ELEXSYS E500;
- 3). Розрахувати дані, отримані спектрометром;
- 4). Проаналізувати отримані результати та з'ясувати вплив різних підкладок на магнітні властивості плівок Ni-Mn-Ga..

6. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу _«феромагнітні сплави з пам'яттю форми», «епітаксіальна плівка», «монокристалічна підкладинка», «магнетронні розпилюючі системи», «феромагнітний резонанс», «скануючий електронний мікроскоп», «енергетично-дисперсійна рентгенівська спектроскопія».

7. Дата видачі завдання 02.09.2019

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Строк виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1	Проходження інструктажу з техніки безпеки та охорони праці.	02.09.2019	Виконано
2	Ознайомлення з місцем роботи та засвоєння рекомендацій про виконання програми практики.	02.09.2019- 06.09.2019	Виконано
3	Вивчення літературних джерел, складання огляду літератури	09.09.2019- 13.09.2019	Виконано
4	Пошук і добір фактичних матеріалів, їх групування	16.09.2019- 20.09.2019	Виконано
5	Наукові дослідження за темою МД	23.09.2019- 25.10.2019	Виконано
6	Складання заліку з науково-дослідної практики	05.11.2019	Виконано
7	Аналіз отриманих результатів	06.11.2019-11.11.19	Виконано
8	Підготовка розділів МД на основі отриманих даних по темі МД	12.11.2019- 27.11.2019	Виконано
9	Підготовка звіту з МД та оформлення презентацій до захисту	27.11.2019- 02.12.2019	Виконано
10	Надання роботи на перевірку керівнику МД	02.12.2019	Виконано
11	Отримання відгуку від керівника МД	02.12.2019	Виконано
12	Перевірка МД на плагіат	03.11.2019	Виконано
13	Подання МД на рецензію	06.12.2019	Виконано
14	Здача МД на нормо-контроль (додержання вимог до оформлення МД)	11.12.2019	Виконано
15	Попередній захист МД	11.12.2019	Виконано
16	Виправлення матеріалу МД згідно з зауваженнями комісії на попередньому захисті	12.12.2019	Виконано
17	Здача МД (друкований та електронний варіанти), Відгуку та Рецензії на кафедру загальної фізики та ФТТ	17.12.2019	Виконано
18	Відсилення анотації МД на сайт кафедри загальної фізики та ФТТ	17.12.2019	Виконано
19	Остаточний захист МД	19.12.2019	Виконано

20	Відсилання матеріалів МД у бібліотеку «КПІ ім. Ігоря Сікорського» та сайт кафедри загальної фізики та ФТТ	17.12.2019	Виконано
----	---	------------	----------

Студент

(підпис)

(ініціали, прізвище)

Науковий керівник дисертації

(підпис)

(ініціали, прізвище)

РЕФЕРАТ

Актуальність теми

Тонкі плівки феромагнітних сплавів з пам'яттю форми, як в полікристалічному, так і в монокристалічному станах, є новими функціональними матеріалами, які можуть керуватися магнітним полем та застосовуватись мікроелектромеханічних системах.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Магістерське дослідження виконано в межах науково-дослідної теми кафедри загальної та експериментальної фізики Національного Технічного Університету України «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО».

Об'єкт дослідження епітаксialьні плівки NiMnGa, осаджені на монокристалічні підкладинки MgO (001), NaCl (001) і Si (001)

Предмет дослідження магнітні властивості епітаксialьних та текстурованих плівок Ni-Mn-Ga.

Мета роботи з'ясувати як рухаються скіrmіони в циліндричній нанооболонці, а також проаналізувати залежності енергій скіrmіонподібного розв'язку рівняння Ландау – Ліфшица в циліндричній феромагнітній нанооболонці від параметрів системи.

Методи дослідження: феромагнітний резонанс. методи математичного аналізу, методи математичної фізики

Задачі дослідження

- 1). Проаналізувати літературу за темою «Магнітодинамічні властивості епітаксialьних плівок NiMnGa, осаджених на монокристалічні підкладинки»;
- 2). Робота зі спектрометром Bruker ELEXSYS E500;
- 3). Розрахувати дані, отримані спектрометром;
- 4). Проаналізувати отримані результати та з'ясувати вплив різних підкладінок на магнітні властивості плівок Ni-Mn-Ga.

Наукова новизна одержаних результатів

- 1) Вперше проаналізовано поведінку та властивості епітаксialьних плівок на феромагнетику з одноосною магнітною анізотропією в зовнішньому змінному магнітному полі.

- 2) Вперше побудовано аналітичну модель зв'язаного стану анізотропії епітаксимальної плівки, що була осаджена на полікристаліній підкладинці з текстурою в феромагнетику з одноосною магнітною анізотропією в зовнішньому змінному магнітному полі.
- 3) Вперше досліджено вплив фізичних параметрів середі перебування та осадження епітаксимальних плівок на їхні магнітні властивості.
- 4) Вперше досліджено вплив магнітних властивостей середі перебування та осадження епітаксимальних плівок на їхні фізичні параметри.

Практичне значення одержаних результатів

Матеріали проведеного дослідження стануть у нагоді для подальшого вивчення епітаксимальних плівок та матеріалів з ефектом пам'яті форми. Вони можуть бути використані під час викладання курсів та спецкурсів із квантової теорії поля.

Апробація результатів дисертації

Основні теоретичні положення магістерської роботи представлені на захисті дипломної роботи.

Публікації

XVII Міжнародна молодіжна науково-практична конференція "Історія розвитку науки, техніки та освіти" за темою світоглядне значення наукової картини світу; Назва доповіді – Психолого-педагогічні проблеми формування творчої особистості в вищій школі; Авторки – Спрогіс Р.В., Гарєєва Ф.М.; Місце проведення - КПІ ім. Ігоря Сікорського; Дата проведення: 23.04.2019; Мова публікації: українська

Ключові слова феромагнітні сплави з пам'яттю форми, епітаксимальна плівка, монокристалічна підкладка, магнетронні розпилюючі системи, феромагнітний резонанс, скануючий електронний мікроскоп, енергетично-дисперсійна рентгенівська спектроскопія.

В роботі наведено: використаної літератури - 68 , сторінок: - 83 , рисунків - 17 , таблиць – 3;

ABSTRACT

Actuality of theme: Thin films of shape memory ferromagnetic alloys, both in polycrystalline and single crystalline states, are new functional materials that can be controlled by a magnetic field and used by microelectromechanical systems.

Relationship of work with scientific programs, plans, themes.

Object of research: epitaxial NiMnGa films deposited on MgO (001), NaCl (001) and Si (001) mono crystalline substrates

Subject of research: magnetic properties of epitaxial and textured Ni-Mn-Ga films.

Purpose of work: determine the influence of different substrates on the magnetic properties of epitaxial films of Ni-Mn-Ga.

Research methods: ferromagnetic resonance. methods of mathematical analysis, methods of mathematical physics

Tasks of research:

- 1). To analyze the literature on the topic "Magnetodynamic properties of epitaxial NiMnGa films deposited on single crystalline substrates";
- 2). Work with Bruker ELEXSYS E500 spectrometer;
- 3). Calculate the data obtained by the spectrometer;
- 4). Analyze the results and find out the effect of different substrates on the magnetic properties of Ni-Mn-Ga films.

Scientific novelty of the results:

- 1) The behavior and properties of epitaxial films on a ferromagnet with uniaxial magnetic anisotropy in an external alternating magnetic field were first analyzed.
- 2) An analytical model of the bound state of anisotropy of an epitaxial film was first constructed and deposited on a polycrystalline substrate with a texture in a ferromagnet with uniaxial magnetic anisotropy in an external alternating magnetic field.
- 3) The influence of the physical parameters of the environment of deposition and deposition of epitaxial films on their magnetic properties was first investigated.
- 4) The influence of magnetic properties of the environment of deposition and deposition of epitaxial films on their physical parameters was first investigated.

The practical significance of the results:

The materials of the study will be useful for further study of epitaxial films and materials with the effect of shape memory. They can be used to teach courses and special courses in quantum field theory.

Approbation of the results of the dissertation: The basic theoretical provisions of the master's thesis are presented in defense of the thesis.

Publications:

XVII International Youth Scientific and Practical Conference "History of the Development of Science, Technology and Education" on the theme of the worldview of the scientific picture of the world; Title of the report - Psychological and pedagogical problems of creative personality formation in high school; Authors - Sprogis RV, Gareeva FM; Venue - KPI them. Igor Sikorsky; Date: 23.04.2019; Publication language: Ukrainian

Keywords: ferromagnetic shape memory alloys, epitaxial film single-crystal substrate, magnetron spray systems, ferromagnetic resonance, scanning electron microscope, dyspersiynyna energy-ray spectroscopy.

The article contains: used literature - 68, pages: - 83 , pictures - 17 .

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ

МРС – магнетронні розпилюючі системи

ФМР – феромагнітний резонанс

г.ц.к – гранецентрована кубічна гратка

о.ц.к – об'ємно центрована кубічна гратка

СЛМП – силові лінії магнітного поля

МС – магнітна система

СЕМ – скануючий електронний мікроскоп

ЕДРС – енергетично-дисперсійна рентгенівська спектроскопія

ФСПФ – феромагнітні сплави з пам'яттю форми

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ I. Класифікація магнітних матеріалів за магнітними властивостями	5
1.1 Основні типи магнітних станів речовини	9
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ I	12
РОЗДІЛ II. Феромагнітний резонанс	13
2.1 Загальні зауваження	13
2.2 Класична теорія феромагнітного резонансу	15
2.3 Врахування форми та магнітної анізотропії	19
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ II	21
РОЗДІЛ III. Мартенситне перетворення	24
3.1 Мартенситне перетворення	25
3.2. Мікроструктура мартенситу	28
3.3. Механічні властивості	31
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ III	33
РОЗДІЛ IV. Магнітодинамічні властивості та магнітна анізотропія в тонких плівках NiMnGa різної товщини, осаджених на підкладинки SI (100)	34
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ IV	41
РОЗДІЛ V. Принцип дії і робочі параметри магнетронних розпилюючих систем	42
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ V	50
РОЗДІЛ VI. Феромагнітний резонанс в плівках Ni-Mn-Ga, осаджених на монокристалічні підкладинки MgO	51

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ VI	62
РОЗДІЛ VII. Мартенситні перетворення і магнітна анізотропія в тонких плівках Ni-Mn-Ga/NaCl (001), досліджувані за допомогою феромагнітного резонансу	63
7.1 Загальні відомості.....	63
7.2 Експеримент	66
7.3 Аналіз результатів	67
7.4 Обговорення отриманих результатів.....	73
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ	75
ВИСНОВКИ.....	76
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	78

ВСТУП

Ціль даної роботи полягає у дослідженні епітаксialьних плівок Ni-Mn-Ga. Сильний зв'язок між структурою кристалів і їх магнітними властивостями, поряд з аномально низьким модулем пружного зсуву, приводить до цікавих ефектів в мартенситах, таких як: магнітно-індукована переорієнтація двійникових варіантів, що призводить до великої деформації (до 12%) в об'ємних монокристалах під помірним магнітним полем.

Актуальність роботи полягає у відкритті можливості керування структурними властивостями цих матеріалів за допомогою помірних магнітних полів (порядку 0,1 Тл) [1-2]. Ці сплави можуть мати дуже високий ступінь поляризації електронів та дуже вузьку лінію феромагнітного резонансу, що робить їх перспективними для застосування в пристроях спінтроніки та магноніки, які зараз активно розробляються (нове покоління засобів запису, зчитування та обробки інформації) [3-6].

Властивості монокристалічних феромагнітних сплавів з пам'яттю форми добре досліджені та широко використовуються для різноманітних технічних застосувань. Однак, властивості цих матеріалів мікро- або нанорозмірів продовжують дивувати науковців і заохочувати їх до подальших досліджень.

В цій роботі досліджено вплив технологічних параметрів на магнітні властивості плівок NiMnGa.

РОЗДІЛ І. КЛАСИФІКАЦІЯ МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ ЗА МАГНІТНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ

Матеріали поділяють на діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики і феромагнетики в залежності від їхніх магнітних властивостей. Магнітна сприйнятливість, в свою чергу, дозволяє оцінити кількісні магнітні властивості матеріалів, таких як:

1) Діамагнетики.

Речовини, складові яких, при відсутності зовнішнього поля, не мають результуючого магнітного моменту. Діамагнітний ефект – ні що інше, як результат впливу зовнішнього магнітного поля на молекулярні упорядкований рух електрично заряджених частинок, і він проявляє себе в тому, що магнітний момент, який виникає під час дії зовнішнього поля, має протилежний до поля напрям. Таким чином, у зовнішньому магнітному полі діамагнетик намагнічуються протилежно прикладеному полю, тобто мають негативну магнітну сприйнятливість. Діамагнітні речовини виштовхуються з нерівномірного магнітного поля, а в рівномірному магнітному полі вектор намагніченості діамагнетиків прагне розташуватися перпендикулярно до напрямку поля. Діамагнетизм притаманний усім без винятку речовинам у твердому, рідкому і газоподібному станах, але проявляється слабо і часто придушується іншими ефектами.

2) Парамагнетики.

Це речовини, атоми, іони або молекули яких мають результуючий магнітний момент при відсутності зовнішнього магнітного поля. У зовнішньому магнітному полі парамагнетики намагнічуються згідно із зовнішнім полем, тобто мають позитивну магнітну сприйнятливість. Парамагнітний ефект властивий речовинам з некомпенсованим магнітним моментом атомів за відсутності у них порядку в орієнтації цих моментів. Тому,

коли немає зовнішнього магнітного поля, атомні магнітні моменти розташовуються хаотично, і намагніченість парамагнітної речовини дорівнює нулю. При впливі зовнішнього магнітного поля атомні магнітні моменти отримують переважну орієнтацію в напрямку цього поля, і у парамагнітного речовини проявляється намагніченість.

3) Феромагнетики.

Це речовини, в яких магнітні моменти атомів або іонів перебувають у стані самовільного магнітного підпорядкування, при цьому результуючі магнітні моменти кожного з доменів не дорівнюють нулю. Вплив зовнішнього магнітного поля на магнітні моменти доменів такий, що вони набувають переважне орієнтування в напрямку цього поля і феромагнітна речовина намагнічується. Феромагнітні речовини мають велике значення магнітної сприйнятливості, та їх характеризують нелінійною залежністю речовини від напруженості магнітного поля і температури, також здатністю до насиченого намагнічування при звичайних температурах у слабких магнітних полях, гістерезисом (це залежність магнітних властивостей від попереднього магнітного стану), та точкою Кюрі (для кожного феромагнетика існує певна температура при якій відбувається руйнування його доменів, феромагнетик перетворюється в парамагнетик. Ця температура, як вже вище вказувалось, називається точкою Кюрі. При охолодженні феромагнетика нижче точки Кюрі в феромагнетику виникають магнітні домени. Перехід від феромагнітних властивостей до парамагнітних є прикладом фазового переходу другого роду. Прикладом фазового переходу другого роду може бути перехід металу в надпровідний стан. До фазового переходу другого роду відноситься надтекучість гелію, коли повністю зникає внутрішнє тертя. До речі, фазові переходи першого роду, такі як плавлення та випаровування, супроводжуються стрибкоподібною зміною внутрішньої енергії тіла і пов'язані з поглинанням теплоти (теплота плавлення, теплота випаровування). Для того, щоб зруйнувати домен, не потрібно додаткової

енергії, достатньо нагрівання феромагнетика, його внутрішня енергія буде збільшуватись і при температурі Кюрі без додаткових затрат енергії відбувається руйнування доменів). До феромагнітних речовин відносяться Fe, Ni, Co, їх сполуки та сплави, а також деякі сплави Mn, Ag, Al. Зазвичай, виникнення феромагнітних властивостей у речовини ймовірно лише при дійсно великому значенні обмінного взаємодії, що характерно для кристалів Fe, Co та Ni. І значення, яке необхідно для обмінної взаємодії, феромагнетики мають тільки в твердому стані. Цим можна пояснити відсутність у природі рідких і газоподібних феромагнетиків. Феромагнетизм сплавів, які цілковито складаються з «парамагнітних» частин, можна пояснити тим, що в цих сплавах, в основі яких, зазвичай, є Mn або Cr, введення в грати основи атомів Bi, Sb, S і Te у повністю міняє електронну структуру кристалів, що, в результаті, створює найсприятливіші умови для утворення феромагнетизму.

4) Антиферомагнетики.

Речовини, в яких магнітні моменти її складових перебувають у стані самовільного магнітного підпорядкування, при цьому результуючі магнітні моменти кожного з доменів дорівнюють нулю. Вплив зовнішнього магнітного поля на магнітні моменти доменів такий, що вони набувають переважне орієнтування вздовж цього поля і антиферомагнітна речовина намагнічується. Головна характеристика антиферомагнітних речовин – це їх кристалічна будова з невеликим коефіцієнтом магнітної сприйнятливості ($\lambda = \text{від } 10^{-3} \text{ до } 10^{-5}$), постійність сприйнятливості в слабких полях і складна залежність від магнітного поля в сильних полях, а також специфічна залежність від температури та температура точки Нееля, вище якої речовина переходить до парамагнітного стану. Більшість чистих металів відносяться до антиферомагнетиків, такі як Cr і Mn, та рідкоземельні метали царевої підгрупи: Ce, Nd, Pr, Sm і Eu. Рідкоземельні метали Dy, Ho й і Te залежно від температури можуть бути антиферомагнетиками або феромагнетиками. Перехід цих металів з антиферомагнітного порядку в феромагнітний, який

супроводжується стрибкоподібною появою намагніченості ($M \sim 1600$ кА / м), відбувається через вплив них, коли вони знаходяться в антиферомагнітному стані зовнішнього магнітного поля, що перевищує критичне значення. Аналогічні перетворення можна спостерігати у Тm і Те [7] .

1.1 Основні типи магнітних станів речовини

Врахування природи атомних носіїв магнетизму і характеру їх взаємодії дає можливість виділити насамперед наступні три головні групи магнітних станів:

1) Спіновий і орбітальний магнетизм систем слабковзаємодіючих атомів, іонів і молекул (магнетизм слабковзаємодіючих частинок).

2) Спіновий і орбітальний магнетизм колективізованих електронів в металах, напівпровідниках і діелектриках, а також неколективізованих частинок електронної оболонки (іонних основ) в цих речовинах з урахуванням їх внутрішньокристалічних взаємодій (магнетизм електронно-іонної системи в конденсованих середовищах без атомної магнітної структури, тобто без атомного магнітного порядку).

3) Магнітні властивості речовин з атомним магнітним порядком, обумовленим обмінною взаємодією.

Крім цього, до цих трьох типів електронного магнетизму речовини необхідно додати четвертий тип:

4) Ядерний магнетизм в речовинах. Хоча цей магнетизм і слабкий у порівнянні з електронним, але в ряді випадків він має істотне значення і може бути з більшим ефектом використаний як засіб вивчення електронної структури твердих тіл.

Особливі магнітні властивості феромагнетиків пояснюються на основі їх доменної структури (домен - від французького слова "володіння").

Домени - мікроскопічні області (10^{-3} - 10^{-4} мм) спонтанного (самовільного) намагнічення. Механізм виникнення спонтанного намагнічення пояснює квантова фізика, де розглядаються особливі сили обмінної взаємодії, в результаті яких спінові магнітні моменти електронів незаповнених електронних оболонок атомів орієнтуються в одному напрямі. На рис. 50.2 схематично зображена доменна структура феромагнетика, де стрілками вказані напрями

магнітних моментів окремих доменів. Напрями цих моментів для різних доменів різні, так, що у відсутності зовнішнього магнітного поля, сумарний магнітний момент всього тіла рівний нулю.

Дія магнітного поля на домени на різних стадіях намагнічення є різна.

Спочатку відбувається зміщення границь доменів, "ростуть" ті домени, магнітні моменти яких складають малі кути з напрямом зовнішнього поля. Далі має місце інший ефект - магнітні моменти доменів повертаються в напрямі зовнішнього поля. Нарешті, коли всі магнітні моменти доменів будуть орієнтовані в напрямі зовнішнього поля, настає явище магнітного насичення. Подальше збільшення напруженості магнітного поля вже не приводить до збільшення намагніченості. Крива намагнічення феромагнетика, магнітний момент якого спочатку був рівним нулю. Така крива називається основною або нульовою кривою намагнічення.

На даній кривій ділянка 1 відповідає збільшенню намагнічення за рахунок росту доменів та їх орієнтації вздовж поля, а ділянка 2 характеризує насичення.

Для феромагнетиків крива намагнічення і розмагнічення не співпадають. Таке явище називається магнітним гістерезисом (від гр. слова - "відставати").

При вивченні магнітного гістерезису зручно визначити залежність індукції B магнітного поля в феромагнетику від напруженості H намагнічуючого поля, яке можна змінювати як за величиною, так і за напрямом.

На отриманій залежності B від H , яка називається петлею гістерезису можна виділити такі основні ділянки:

- 1) намагнічення феромагнетика;
- 2) зовнішнє магнітне поле зменшується до нуля, але в феромагнетику спостерігається залишкова намагніченість, залишається поле індукцією B_z ;

3) намагніченість раніше намагніченого феромагнетика зникає під дією поля напруженістю H_k , яка має напрям протилежний полю, що викликав дане намагнічення. Така напруженість називається коерцитивною силою (від гр. слова - "стримувати"). Далі феромагнетик знову намагнічується до насичення (3-4), потім зовнішнє магнітне поле зменшується (4-5) і знову маємо залишкову намагніченість B_3 , тільки в протилежному напрямі. Ділянка 5-6 відповідає розмагніченню, а 6-1 намагніченню до насичення до початкового значення.

На основі цих значень будують графік залежності магнітної проникності μ досліджуваного феромагнетика від напруженості H намагнічуючого поля. Такий графік має точку перегину, яка визначає максимальне значення магнітної проникності. Величини B_3 , H_k та μ_{\max} є основними характеристиками феромагнетиками, які досліджують в даній роботі.

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Таким чином, магнітна сприйнятливість матеріалів дозволяє оцінити кількісні магнітні властивості матеріалів та поділити їх на діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики і феромагнетики в залежності від їхніх магнітних властивостей.

Врахування природи атомних носіїв магнетизму і характеру їх взаємодії дає можливість виділити чотири групи магнітних станів: три головних та одну додаткову групу магнітних станів матеріалів.

РОЗДІЛ II. ФЕРОМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС

2.1 Загальні зауваження

За наявності магнітного поля можливе вибіркове (резонансне) поглинання енергії електромагнітного поля, що пов'язано з квантовими переходами в даній системі між дискретними рівнями енергії. Вперше ідею про феромагнітний резонанс висловив в 1911 р. Аркадьєв, який розвинув класичну теорію цього явища. Акулов вперше розглянув питання про вплив паралельного та перпендикулярного магнітних полів на магнітні спектри феромагнетиків. А Ландау та Лівшиц поклали початок сучасної теорії явища феромагнітного резонансу з урахуванням структури.

Особливості резонансних явищ в феро- і антиферомагнетиках визначаються насамперед тим, що в цих речовинах мають справу зі складною системою сильно взаємодіючих електронів. Обмінний характер цього зв'язку приводить до виникнення в кристалічній ґратці феро- або антиферомагнітного атомного порядку. Хоча саме обмінна (електростатична) взаємодія за умови однорідної намагніченості кристала і не має безпосереднього впливу на резонанс, але вона створює велику результуючу намагніченість (або намагніченість підрешіток), а з нею і велике внутрішнє магнітне поле. При зміні величини і орієнтації намагніченості I всього кристала або в його підґратках можуть виникнути такі ситуації, які здатні істотно змінити умови резонансу. У найпростішому випадку, для врахування впливу внутрішніх взаємодій потрібно замінити в умові для частот елементарного магнітного резонансу ізольованого атома зовнішнього поля H_0 деяким ефективним полем H_{eff} .

$$\omega_{рез} = g_j \frac{eH_0}{2mc} = \gamma H_{eff} \quad (2.1)$$

При цьому вже не можна визначити фактор γ за вказаною формулою через зовнішнє поле H_0 і частоту $\omega_{рез}$, оскільки величина ефективного поля H_{eff} заздалегідь може бути невідома (у тих випадках, коли взагалі можна ввести H_{eff}) [8].

2.2 Класична теорія феромагнітного резонансу

Задачу магнітного спінового резонансу в першому наближенні можна розглядати класично, як завдання про магнітну дзигу, для якої магнітний і механічний моменти пов'язані класичним рівнянням руху

$$\frac{dI}{dt} = -\gamma[I \times H] \quad (H = H_{\square} + H_0) \quad (2.2)$$

під дією високочастотного магнітного поля H_{\square} , перпендикулярного до осі прецесії (тобто до постійного поля H_0). Поблизу частоти ω поля H_{\square} , яка збігається з частотою лармурівської прецесії ω_0 , магнітна сприйнятливість магнетика повинна залежати від частоти змінного поля (дисперсія), а також повинен спостерігатися максимум поглинання енергії. Якщо обмежитися випадком слабких змінних полів $H_{\square} \ll H_0$, то легко показати, що намагніченість, створена змінним полем, буде лінійно зростати зі збільшенням амплітуди цього поля (лінійне наближення).

Поле H_0 паралельне статична намагніченість I_0 , а вектор високочастотної (ВЧ) намагніченості – мала величина, яка змінюється гармонічно. Тоді із рівняння (2.2) в першому наближенні (по m і H_{\square}) знаходимо

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma[I_0 H_{\square}] - \gamma[m H_0].$$

Розв'язок цього рівняння відносно m має вигляд

$$m = \chi H_{\square} - i[GH_{\square}] \quad (2.3)$$

або

$$m_x = (\chi H_{\square})_x + iG(H_{\square})_y, \quad m_z = 0, \quad (2.4)$$

де динамічна сприйнятливість χ і вектор гірації G визначаються співвідношеннями

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - (\omega / \omega_0)^2}, \quad G = \frac{\chi_0 \gamma (\omega / \omega_0^2) H_0}{1 - (\omega / \omega_0)^2}, \quad \chi_0 = \frac{I_0}{H_0}, \quad \omega_0 = \gamma H_0 \quad (2.5)$$

де χ_0 – сприйнятливість в постійному полі H_0 (при $H_{\square} = 0$). Отже, в схрещених постійному H_0 і змінному H_{\square} магнітних полях ізотропний феромагнетик стає гіротропним. З (2.4) видно, що вектор ВЧ намагніченості m обертається в площині x_y , нормальній до поля H_0 (рис. 2.1). Прямування χ до нескінченності при резонансі ($\omega = \omega_0$) означає лише, що не враховано процеси затухання (релаксації), пов'язані з внутрішніми взаємодіями магнітної системи.

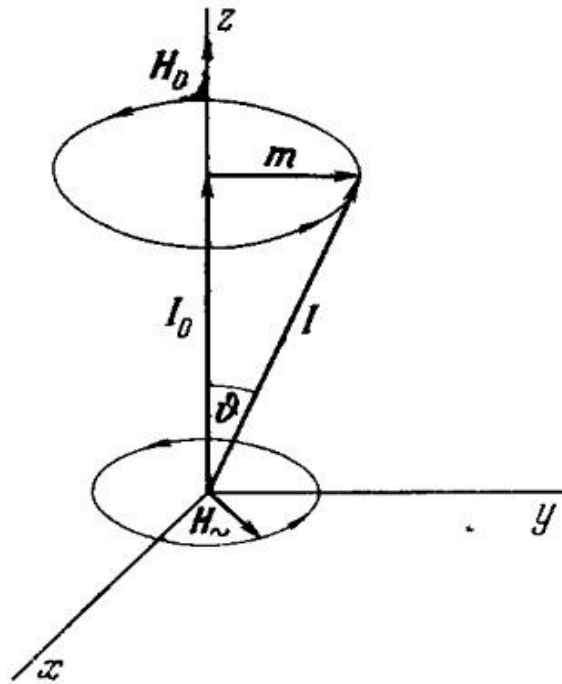


Рисунок 2.1 Процесія вектору намагніченості $I = I_0 + m$ в статичному магнітному полі H_0 і високочастотному магнітному полі H_1

Врахування загасання в рівнянні (2.2) призводить до того, що в лінійному наближенні сприйнятливість χ буде комплексною величиною

$$\chi = \chi_1 + i\chi_2 \quad (2.6)$$

Уявна складова сприйнятливості характеризує швидкість поглинання змінного поля магнітною системою, тобто потужність поглинання ($P = \omega\chi_2 H_1^2$) і є пропорційною синусу різниці фазових кутів змінного поля і намагніченості. Врахування загасання зумовлює кінцеву ширину резонансної лінії та зміщення резонансної частоти.

Зазвичай феромагнітний резонанс досліджується в стані магнітного насичення, коли зовнішнє поле руйнує доменну структуру і весь зразок перетворюється в один домен. Однак такий однодомений стан зразка ще не означає, що по всьому об'єму досягнута повна однорідність. При довільній

формі зразка розмагнічуюче поле поверхні може бути неоднорідним, що і призводить до другого типу неоднорідності намагніченості в феромагнетиках. Лише в окремих випадках, коли зразок обмежений поверхнями другого порядку (еліпсоїд, сфера, нескінченний кругової циліндр і т. п.), розмагнічуюче поле, а разом з ним намагніченість феромагнетику в однодоменному стані при однорідному зовнішньому полі H_0 також однорідна.

Зауважимо, що внутрішнє магнітне поле в феромагнетиках може бути обумовлено не тільки кристалографічною магнітною анізотропією і розмагнічуючою дією поверхонь, але також пружними напруженнями, оскільки через явище магнітострікції орієнтація спонтанної намагніченості в феромагнітному кристалі може сильно залежати від величини і орієнтації зовнішніх і внутрішніх пружних напружень [8].

2.3 Врахування форми та магнітної анізотропії

Кіттель і Полдер детально розвинули розрахунки Ландау і Ліфшица стосовно нових досліджень. Кіттель підкреслив, що в феромагнетику необхідно врахувати магнітну анізотропію і розмагнічуючий вплив поверхонь зразка, тобто розмагнічуюче поле $H_p = -NI$. Якщо врахувати ці ефекти в рівнянні (2.2), то для монокристала при резонансній частоті ω_0 отримаємо

$$\omega_0 = g_s \left\{ [H_z + (N_x + N_z)I_s + \varphi_1] [H_z + (N_y - N_z)I_s + \varphi_2] \right\}^{1/2}, \quad (2.7)$$

де φ_1 і φ_2 – скорочені позначення для виразів, що враховують поправки від ефекту енергії магнітної анізотропії. Якщо площина XZ збігається з площиною кристала (001), то

$$\varphi_1 = \frac{2K_1}{I_s} \cos 4\theta, \quad \varphi_2 = \frac{K_1}{2I_s} (3 + \cos 4\theta) \quad (2.8)$$

де θ – кут між осями Z і [100]. Ці поправки на анізотропію точні, лише коли магнітне поле досить велике, так що можна приблизно вважати, що намагніченість збігається з напрямком H_z , отже, необхідно, щоб виконувалася нерівність $H_z \gg K/I_s$. Для визначення форми дисперсійних кривих для проникності необхідно розвинути теорію не для вільних, а для вимушених коливань, коли в рівнянні (2.2) поряд з внутрішніми силами враховується і зовнішнє збуджуюче змінне поле [8]. Розв'язок має вид

$$I_x = \frac{\chi_0 H_x}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}, \quad (2.9)$$

де

$$\chi_0 = \frac{I_z}{H_z - (N_x - N_z)I_z} . \quad (2.10)$$

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Феромагнетики — сильно магнітні речовини, здатні намагнічуватися навіть у слабких магнітних полях. Деякі метали (залізо, нікель, кобальт, гадоліній, манган, хром та їхні сплави) з великою магнітною проникністю, проявляють явище гістерезису. Розрізняють м'які феромагнетики з малою коерцитивною силою та тверді феромагнетики з великою коерцитивною силою. Феромагнетики використовуються для виробництва постійних магнітів, осердь електромагнітів та трансформаторів.

Найтиповішою властивістю є нелінійний характер процесу намагніченості. Феромагнетики сильно втягуються в область сильнішого магнітного поля. Магнітна сприйнятливість феромагнетиків позитивна і значно більше одиниці.

При температурі менше за температуру Кюрі феромагнетики характеризуються спонтанною намагніченістю, яка сильно змінюється під впливом зовнішніх магнітних полів.

Властивості феромагнетиків пов'язані з наявністю у їхній структурі груп атомів, які називаються доменами, котрі вже мають узгоджену орієнтацію магнітних полів узгоджених орієнтацією спінів сусідніх атомів. Орієнтація полів самих доменів, яка відбувається при намагнічуванні, створює власне поле речовини значно сильніше, ніж у інших магнетиків, у яких відбувається лише часткова орієнтація спінів сусідніх атомів. Орієнтація намагніченості доменів значною мірою зберігається і після припинення дії зовнішнього поля. Така суть залишкового намагнічування. Проте інтенсивний тепловий рух може зруйнувати цю орієнтацію, тому за високої температури феромагнітні речовини втрачають свої магнітні властивості.

Феромагнетизм виникає в речовинах, у яких як наслідок обмінної взаємодії, спінам електронів вигідно орієнтуватися паралельно. В результаті

такої узгодженої орієнтації спінів виникає макроскопічний магнітний момент, який може існувати навіть без зовнішнього магнітного поля. При температурі, яка перевищує певну критичну (температура Кюрі), зумовлене тепловим рухом хаотичне розупорядкування бере гору над обмінною взаємодією й феромагнетик переходить в парамагнітний стан.

Завдяки спін-орбітальній взаємодії орієнтація спінів у неізотропних середовищах не є довільною. Кристали феромагнітних речовин характеризуються так званими осями легкого намагніченість - кристалографічними напрямками, в яких орієнтується магнітний момент феромагнетика при відсутності зовнішнього магнітного поля. У слабкому магнітному полі, якщо його напрямок не збігається з віссю легкого намагнічування, індукований магнітний момент може не збігатися з напрямком магнітного поля. В сильних магнітних полях вплив осі легкого намагнічування є наближено малим.

При температурі, нижчій за температуру Кюрі, магнітні моменти електронів сусідніх атомів у феромагнетику орієнтовані паралельно, проте зазвичай ця орієнтація не поширюється на весь об'єкт дослідження. Феромагнетик розбивається на окремі області однорідної намагніченості, так звані магнітні домени. Магнітні домени можуть орієнтуватися довільним чином, тому для феромагнетика існує розмагнічений стан. У цьому стані, незважаючи на локальну намагніченість, тіло з феромагнітної речовини не є магнітом. Окрім розмагніченого стану, феромагнітне тіло може перебувати в намагніченому стані, коли переважна кількість доменів має однакову орієнтацію магнітних моментів. Намагнічений стан може зберігатися, коли зовнішнє магнітне поле відсутнє.

Методом феромагнітного резонансу досліджувалась модифікація магнітних властивостей плівок Ni-Mn-Ga, осаджених на підкладинки з різних матеріалів. Показано, що ФМР є ефективним методом контролю магнітних та структурних перетворень в плівках сплавів з магнітним ефектом пам'яті форми.

Отримані результати свідчать про можливість контрольованого впливу на магнітні властивості тонких плівок Ni-Mn-Ga шляхом підбору технологічних параметрів їх виготовлення.

Було визначено, що внутрішнє магнітне поле в феромагнетиках може бути обумовлено не тільки кристалографічною магнітною анізотропією і розмагнічуючою дією поверхонь, але також пружними напруженнями, оскільки через явище магнітострікції орієнтація спонтанної намагніченості в феромагнітному кристалі може сильно залежати від величини і орієнтації зовнішніх і внутрішніх пружних напружень.

РОЗДІЛ III. МАРТЕНСИТНЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ

Мартенсит — голковидна мікроструктура, що спостерігається в загартованих металевих сплавах та у деяких чистих металах, що володіють поліморфізмом. Мартенсит отримав свою назву завдяки імені одного з «батьків» досліджень з виснаження матеріалів, Марка Адольфа Мартенса (A. Martens; 1850—1914pp.). Мартенсит — це основна структурна частина загартованої сталі, яка є впорядкованим перенасиченим розчином карбону у альфа-залізі.

З фізичної точки зору, механізм створення мартенситу кардинально відрізняється від механізму інших процесів, що трапляються у сталі при охолодженні або нагріванні.

3.1 Мартенситне перетворення

Коли ми переохолодимо аустеніт до точки M_H , то розпочнеться мартенситне перетворення, яке відбувається при постійному охолодженні в температурному інтервалі від точки M_H , до точки M_K , яка знаходиться нижче 0°C при $C > 0,8\%$.

Від кількості карбону в аустеніті сталі залежить температурний інтервал $M_H \dots M_K$ (рис. 3.1)

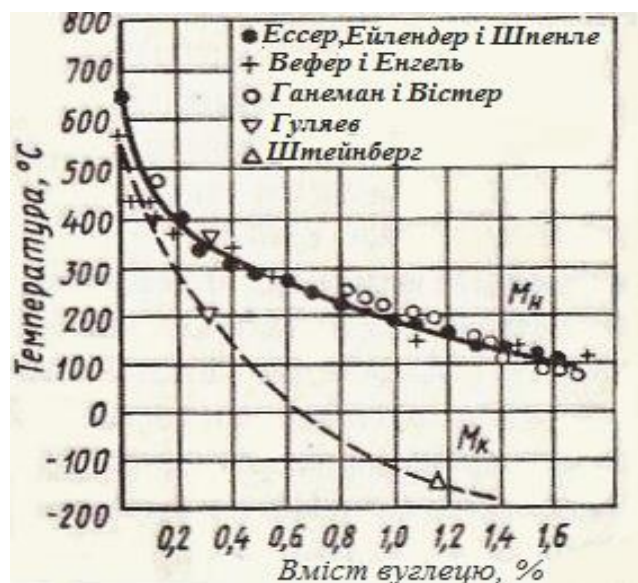


Рисунок 3.1 Вплив вмісту карбону на положення мартенситних точок M_H і M_K .

Отже, якщо вміст карбону перевищує $0,6\%$, то точка M_H буде знаходитись в області низьких температур. А ось що не майже не впливає на температуру M_H та M_K , так це швидкість охолодження.

Критична швидкість загартовування — це мінімальна швидкість охолодження V_K , за якої весь аустеніт переохолоджується до температури точки M_H , та стає мартенситом. Зміст такого перетворення полягає в наступному: за таких умов відбувається тільки бездифузне алотропне перетворення $\gamma\text{-Fe}$ у $\alpha\text{-Fe}$. А що до атомів карбону, які розчинені в аустеніті, то вони не можуть покинути нову ґратку внаслідок відсутності дифузійних процесів, тому

вимушені залишитись в ній, через що вносять істотні зміни та внутрішнє напруження.

У металевих сплавах з С більше, ніж 0.6%, після охолодження до 0°C в структурі зберігається деяка кількість не перетвореного (залишкового аустеніту) $A_{\text{зал}}$, кількість якого збільшується у висококарбоневих металевих сплавах з низькими показниками точок M_H і M_K .

Головна умова $A \rightarrow M$ – трансформація являє собою постійне охолодження аустеніту в температурному інтервалі від M_H до M_K . Кожна перерва створює не розпавшийся аустеніт, що породжує деякі неприємні наслідки: значно знижує твердість сталі, змінює його розмір та інше.

Процес створення наступний: в зернах аустеніту утворюються дуже швидко зростаючі мартенситні кристали, які. На відміну від аустеніту, більшого об'єму та самі по собі продовгуватої сплюснутої форми у вигляді пластин або рейок. Грандіозна швидкість росту кристалів мартенситу ($> 1000 \frac{m}{c}$), викликає утворення наклепа в аустеніті, при чому утворені дислокації переходять мартенсит і збільшують твердість, роблячи його повністю непластичним. Кількість елементів, що припадає на одиницю площі дислокацій збільшується до 10^{13} см^{-2} . Під час усього перетворення мартенситні кристали неодноразово утворюються та переміщуються під кутами 60° и 120° один до одного. Спостереження під мікроскопом показало, що сліди кристалів мартенситу мають голкову форму.

Перетворення мартенситів надчутливе до напружень, а зміна форми аустеніту викликає трансформації навіть при температурах вище M_H (мартенсит деформації).

Схему перетворення $A \rightarrow M$ можна записати у вигляді $\gamma\text{-Fe(C)} \rightarrow \alpha\text{-Fe(C)}$.

При $A \rightarrow M$ спостерігається перетворення гратки $\gamma\text{-Fe}$ г.ц.к. в гратку $\alpha\text{-Fe}$ о.ц.к. за механізмом зсуву без виділення карбону із гратки $\alpha\text{-Fe}$.

Атоми розчиненого в мартенситі карбону розташовуються у октаедричних порах тетрагональних кристалів.

Сьогоднішні погляди на електронну будову кристалічної ґратки мартенситу кажуть, що атом карбону, який розташований в октапорі, за допомогою двох з чотирьох своїх валентних електронів утворює з двома найближчими атомами Fe ковалентні зв'язки. Залишена решта валентних електронів переходить в електронний газ та створює металевий зв'язок між атомами ґратки.

Трьохцентрові ковалентні зв'язки Fe–C–Fe, які з'являються в мартенситі, в декілька разів сильніші за металеві зв'язки. При чому, вони дозволяють лише незначні пружні інформації, які, якщо їх перевищити, можуть привести до абсолютного стрибкоподібного зникнення взаємодії. Дані властивості міжатомної взаємодії в мартенситі, які об'єднують ковалентні та металеві зв'язки, являють собою головну причину, яка викликає його значно збільшену крихкість та твердість.

3.2. Мікроструктура мартенситу

Мартенсит – це перенасичений розчин карбону в α -Fe.

Так як в кристалічній ґратці мартенситу існує надлишкова кількість атомів карбону (це порівнюючи з тим, яка кількість може розчинитись в фериті, а це $\sim 0,01\%$ C), то це призводить до того, що форм ґратки викривляється (рис. 3.2 а, б). Ґратка з відношенням $\frac{c}{a} > 1$, має назу «тетрагональна», а відношення $\frac{c}{a}$ – це ступінь тетрагональності.

На рис 3.2, а приведена схема комірки кристалічної ґратки мартенситу; рис 3.2, б показує зміну параметрів ґратки мартенситу різних по складу сталей, звідки видно, що ступінь тетрагональності $\frac{c}{a}$ мартенситу прямо пропорційно залежить від вмісту карбону в металевому сплаві.

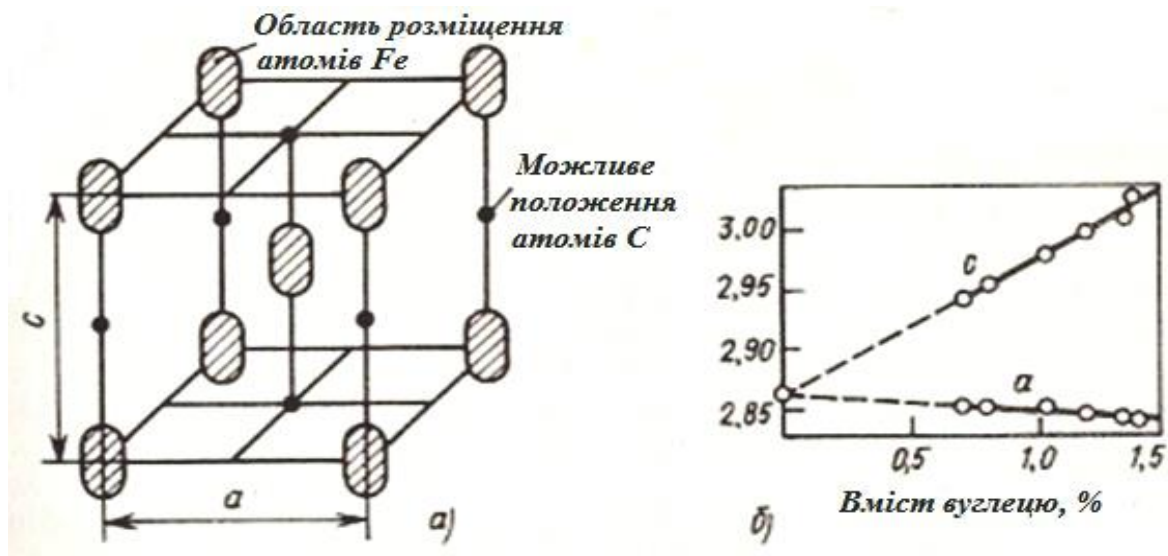


Рисунок 3.2 Кристалічна ґратка мартенситу (а); вплив вмісту карбону на показники c і a ґратки мартенситу.

Мартенситні кристали в просторі являють собою пластини, які звужуються до кінця, тому на фотографії, яка знята з площини шліфа, вони виглядають наче голки. Розмір блоків порядку 10^{-6} см. Мартенситні кристали розташовані під кутом 60° и 120° один до одного, що дозволяє зробити висновок

про те, що виникнення кристалів мартенситу зумовлено наявністю визначених кристалографічних площин кристалів початкової фази аустенітів.

Розмір кристалів мартенситу напряму пов'язаний з величиною аустенітних кристалів: із дрібнозернистого аустеніту утворюється дрібноголковий мартенсит, та навпаки.

Відкриття, яке дало можливість пояснити перелік особливостей механізму трансформації аустеніту в мартенсит – це рентгенографічні дослідження Г.В. Курдюмова. Вони демонструють, що площина (111) і напрямок [110] кристалу аустеніту при перетворенні $A \rightarrow M$ відповідно паралельні площині (110) і напрямку [111] кристалу мартенситу.

Взаємна орієнтація решіток г.ц.к. і о.ц.к., що була відмічена при утворенні кристалічного зародка мартенситу, максимально відповідає принципу структурної розмірної відповідності решіток аустеніту і мартенситу.

Спочатку перетворення $A \rightarrow M$ кристалічна структура мартенситу когерентно пов'язана з ґраткою аустеніту (рис. 3.3, а). Через це, під час трансформації ґратки г.ц.к. в о.ц.к., атоми Fe зміщуються на відстань, що значно менша за період ґратки, тому потреба в самодифузії атомів Fe відпадає, що за умови низької температури перетворення $A \rightarrow M$ відбуватись не може.

Характерно, що при перетворенні ґратки $A \rightarrow M$, в певних напрямках спостерігається закономірність у зміщенні атомів Fe по відношенню до сусідів. Результат даних переміщень атомів в ту саму сторону – реальний зсув, в наслідку чого цей механізм зростання кристалів був назван «Механізм росту зсувом».

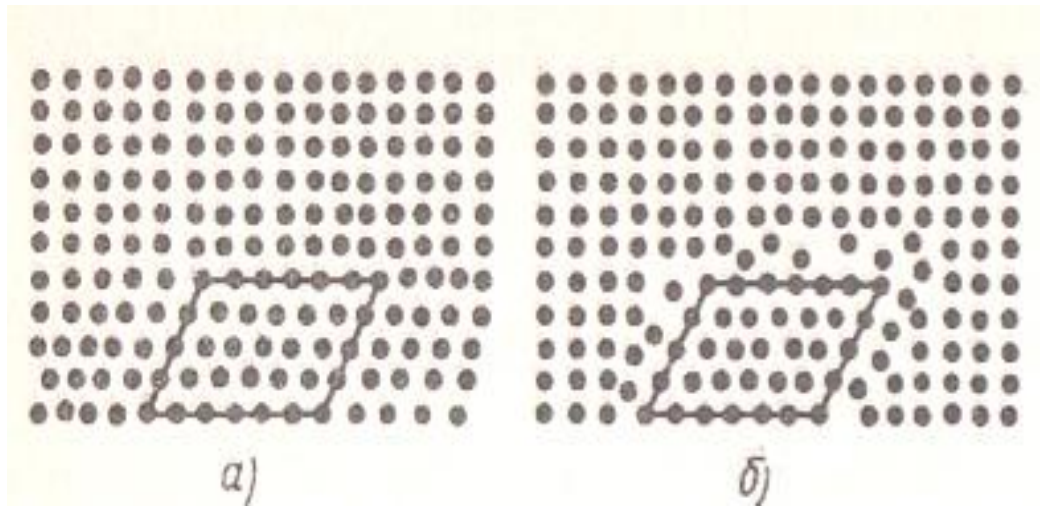


Рисунок 3.3 Демонстрування відношення між ґраткою старої і нової фази при мартенситному перетворенні: а – період росту, збереження порядку на границі; б – припинення росту, безпорядок на межі. (Г. В. Курдюмов)

Орієнтоване взаємозв'язане зростання мартенситних кристалів надає мінімальну поверхневу енергію зростаючих мартенситних кристалів й визначає термодинамічну економічність процесу.

При взаємозв'язаному зростанні в кристалі мартенситу виникають великі напруження як в кристалі аустеніту, так і в мартенситних кристалах, бо вони відрізняються за об'ємом. Проте, коли кристал мартенситу досягає певної величини, дані напруження набувають значення межі текучості аустеніту. Тому, в останньому відбувається пластична деформація, яка приводить до порушення когерентного зв'язку решіток і відриву ґратки мартенситу від ґратки аустеніту (рис. 3.3, б), внаслідок чого подальший ріст мартенситного кристалу припиняється.

3.3. Механічні властивості

Таблиця 3.1 Механічні властивості металевого сплаву 40 (0,4 % С) після термообробки (відпуску, загартовування, відпуску)

Структура та властивості термообробки	Механічні властивості				
	σ_B , МПа	σ_T , МПа	НВ	δ , %	Ψ , %
П+Ф (відпал)	60	250	140	33	55
Мартенсит (загартовування)	1400	1100	570	2	3
Відпуск при 600°C (сорбіт відпуску)	620	410	170	20	64

Табл. 3.1 показує, що типовими властивостями сталі зі структурою мартенситу є висока твердість і мала пластичність.

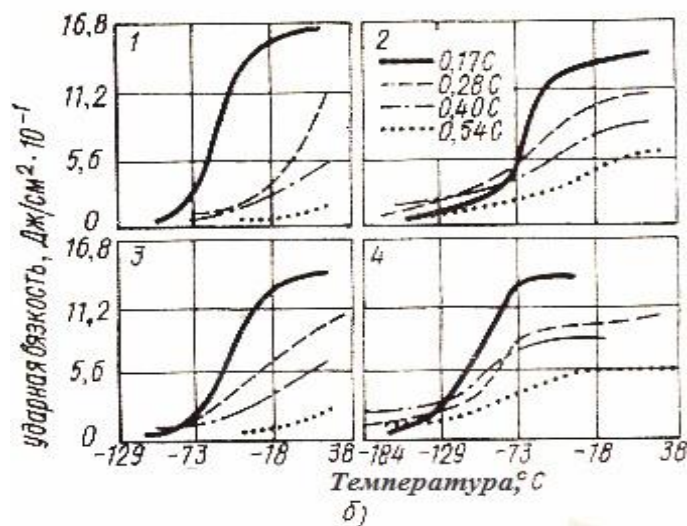
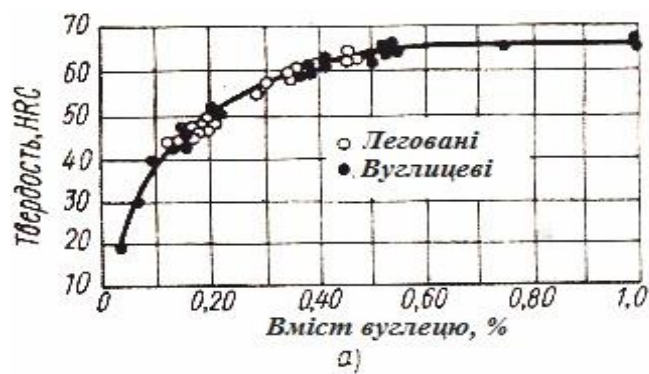


Рисунок 3.4 Вплив вмісту карбону на твердість HRC мартенситу.

Виявлено, що твердість мартенситу підпорядкована вмістом карбону в сплаві металів та не дуже змінюється від наявності введених до сплавів елементів (рис. 3.4)

Хрупкість металевого сплаву зростає зі зростанням вмісту карбону укрупненням голок мартенситу. Останнє можливо при загартуванні сплаву з великим зерном аустеніту.

Велику твердість мартенситу Курдюмов об'ясняє мілкоблочною структурою кристалів мартенситів, границі яких значно ускладнюють переміщення дислокації.

Основна причина підвищеної нерухомої міцності є значно розвинена блокова будова загартованого малокарбонного сплаву; роль карбону в цьому незначна. У висококарбонних металевих сплавах зміцнююча роль карбону дійсно значна.

Виявлено, що в загартованій малокарбонній сталі, під час зміни форми, дислокації деяких типів різняться підвищеною рухомістю; ці дислокації спричиняють деформації сталі без появи тріщин.

У мартенситних кристалах висококарбонної сталі виявлено витвір двійників. Вважається, що в даних металевих сплавах бар'єрами для розташування є границі двійників, перед якими дислокації збираються та утворюють центр створення тріщини. Цим трактується підвищена хрупкість загартованої висококарбонної сталі. Атоми карбону в гратці мартенситу надають надлишковий опір руху дислокацій і, головне, додають температурну залежність. Цим пояснюють притаманність загартованої карбонної сталі до ламкості при низьких температурах.

Дані висновки мають сенс при виробленні нових високоміцної низькокарбонної сталі мартенсито-старіючого типу, в якій об'єднання таких властивостей, як віцність та в'язкість надається мартенситною структурою, у якій немає гальмівної ролі проникаючих домішок (зокрема, карбону).

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Таким чином, мартенсит – це будова, яка значно відрізняється за характеристиками та структурою від інших результатів трансформацій в металевих сплавах, за умови різних видів термообробки. Мартенситне перетворення - це головний результат загартування (або гартування на мартенсит), який втілюється для збільшення міцності, зносостійкості та твердості сплаву, та за для створення бази до відпуску. Тому складно занизити значущість умов, при яких проводиться мартенситне перетворення, бо ця інформація надасть нам можливість одержувати необхідні нам властивості. [9, 10]

РОЗДІЛ IV. МАГНІТОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА МАГНІТНА АНІЗОТРОПІЯ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ NiMnGa РІЗНОЇ ТОВЩИНИ, ОСАДЖЕНИХ НА ПІДКЛАДИНКИ Si (100)

Тонкі плівки NiMnGa різної товщини були напилені на підкладинку Si (100) методом магнетронного розпилення з подальшим відпалом протягом 1 години у вакуумі при температурі 1073К. Аналіз спектрів рентгенівської дифракції показав формування 220 текстури перпендикулярно до площини плівки. Магнітні властивості тонких плівок досліджувались за допомогою феромагнітного резонансу (ФМР). Вимірювались залежності положення максимуму ФМР поглинання та ширини резонансної лінії в залежності від напрямку зовнішнього магнітного поля по відношенню до площини плівки. Аналіз експериментальних даних показав, що напрямки магнітокристалічних осей легкого намагнічування складають кут 45° з площиною плівки. Моделювання дозволило оцінити константу одноосьової анізотропії, яка збільшується з товщиною плівок Ni-Mn-Ga. Константи одноосьової анізотропії складають $2,8 \cdot 10^5$ ерг / см³ для плівок товщиною 0,1 та 0,5 мкм, $4,2 \cdot 10^5$ ерг / см³ для плівки товщиною 1 мкм та $5,1 \cdot 10^5$ ерг / см³ для плівки товщиною 3 мкм.

Магнітні сплави з пам'яттю форми - це розумні матеріали, які можуть проявляти великі оборотні деформації форми та розміру в прикладеному магнітному полі. В останні роки сплави Ni-Mn-Ga привернули багато уваги завдяки магнітному ефекту пам'яті форми, зазнаючи індукованих магнітним полем змін розмірів до 10% (див., наприклад, [11,12] та посилання в них). Видатну функціональність сплавів Ni-Mn-Ga також цікаво дослідити на мікромасштабах [12]. Досить незвичні магнітні, магніторезистивні та магнітопружні властивості були виявлені в тонких плівках Ni-Mn-Ga (див., наприклад, [13-16]). Зокрема, високе значення магнітної анізотропії робить

сплави Ni-Mn-Ga перспективними кандидатами для застосування в якості актуаторів / сенсорів на мікромасштабах або в якості носіїв магнітного запису інформації. Нещодавно було показано, що значення одновісної магнітної анізотропії і її орієнтація у плівках Ni-Mn-Ga сильно залежить від способу виготовлення плівки: підкладинки, товщини, параметрів осадження, обробки після осадження тощо [17-21]. В деяких плівках Ni-Mn-Ga спостерігалось утворення позаплощинної косої анізотропії [17]. Зауважимо, що визначення магнітних параметрів, таких як константи анізотропії з даних звичайних магнітних вимірювань для згаданих вище плівок є досить складним завданням. В той час як методика феромагнітного резонансу є потужним засобом для магнітної характеристики плівок з косою анізотропією [22-23].

Тут представлено результати експериментального та теоретичного дослідження магнітної анізотропії, виявленої в плівках Ni-Mn-Ga різної товщини, нанесених на підкладинки Si, на основі вимірювань ФМР.

Плівки Ni_{51.4}Mn_{28.3}Ga_{20.3} різної товщини t ($t = 0,1, 0,5, 1,0$ та $3,0$ мкм) осаджувались методом магнетронного розпилення на підкладинки Si (100) з буферним шаром SiN_x. Після осадження плівки відпалювались у високому вакуумі протягом 1 год при 1073 K для отримання мартенситної фази при кімнатній температурі. Рентгенівський дифракційний аналіз показав утворення текстури 220 волокон перпендикулярно до площині плівки [21]. Намагніченість насичення за кімнатної температури, а також температуру Кюрі оцінювали із вимірювань зразка VSM вібраційним магнітометром. Магнітний стан плівок вивчали за допомогою технології ФМР. Використовувався X-діапазонний спектрометр EPR Bruker EMX500 ($\omega/2\pi = 9,86$ ГГц, $T = 293$ K). Спектри ФМР цих плівок були записані для орієнтації магнітного поля поза площиною плівки, починаючи від напрямку магнітного поля перпендикулярно до площини плівки з інтервалом в 5° . Досліджувались залежності положення максимуму ФМР поглинання та ширини резонансної лінії в залежності від напрямку зовнішнього магнітного поля по відношенню до площини плівки (θ_H).

Дані намагніченості плівки Ni-Mn-Ga при кімнатній температурі, отримані за допомогою VSM, демонструють усереднене значення намагніченості насичення 500 емю / см³ з коерцитивним полем 150 Ое. Значення намагніченості М плівок Ni-Mn-Ga вимірювалось при збільшенні температури (Т) та незмінному значенні зовнішнього магнітного поля в 10 кЕ. За вимірним графіком М(Т) можна визначити температуру Кюрі, яка складає близько 380 К.

Експериментальні результати ФМР показують, що резонансне поле в перпендикулярній до площини плівки конфігурації зменшується зі збільшенням товщини плівки Рис. 1 і вставка на Рис. 4.1. Зазвичай це пояснюється зниженням ефективної намагніченості через зменшення намагніченості насичення [13] та / або зі збільшенням перпендикулярної анізотропії [24]. Однак, у нашому випадку, як видно із вставки на Рис. 1, ці підходи не спрацьовують, оскільки резонансне поле в площині плівки зменшується (замість збільшення) зі зменшенням товщини плівки. Більше того, з метою пристосування ефективної моделі намагнічування до експериментальних даних ФМР необхідно включити до розрахунку необґрунтовано високе значення g - фактору. Також слід зазначити, що спостерігаються досить гострі та симетричні лінії тільки для напрямку магнітного поля, близького до нормалі до плівки $H = 0^\circ$. Коли магнітне поле відхиляється від нормалі до плівки настільки, що лінія стає значно ширшою та асиметричною, було б доречніше називати це максимумом магнітного поглинання, а не резонансною лінією. Ширина резонансної лінії досягає максимуму при магнітному полі, яке складає кут 30° з нормаллю до плівки, а потім починає повільно зменшуватися (Рис. 4.2). Але навіть коли магнітне поле знаходиться в площині плівки $H = 90^\circ$, резонансна лінія все ще є асиметричною і набагато ширша, ніж для $H = 0^\circ$.

Пояснення вищезазначених результатів може бути за умови врахування рентгенологічного аналізу текстури. Присутність текстури 220 волокон означає, що кристалографічні осі (100), напрямом яких визначає

напрямок легкої осі магнітокристалічної анізотропії складає кут 45° з нормаллю до плівкою. Наявність такої позаплощинної (косої) анізотропії слід включити до складу моделі для правильного опису даних ФМР.

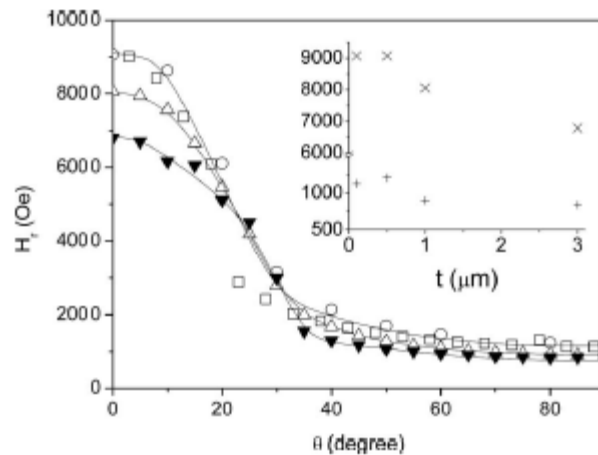


Рисунок 4.1. Залежність поля максимального резонансного поглинання від кута θ між напрямком магнітного поля і нормаллю до площини плівки для різних товщин плівки: 0,1 мкм (\circ), 0,5 мкм (\square), 1 мкм (Δ) і 3 мкм (\blacktriangledown). Лінії, проведені через експериментальні точки, є результатами моделювання. На вставці: залежність поле максимального резонансного поглинання при $\theta = 0^\circ$ (\times) і $\theta = 90^\circ$ ($+$) від товщини плівки

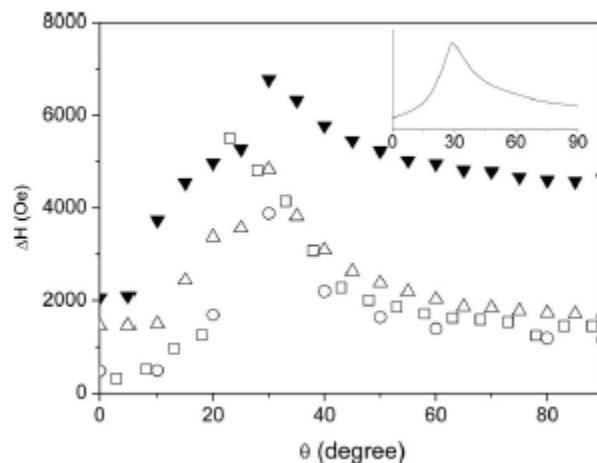


Рисунок 4.2. Залежність ширини резонансної лінії від кута θ між напрямком магнітного поля і нормаллю до площини плівки для різних товщин плівки: 0,1 мкм (\circ), 0,5 мкм (\square), 1 мкм (Δ) і 3 мкм (\blacktriangledown). Якісна поведінка ширини резонансної лінії в залежності від кута θ , отримана при моделюванні для таких видів плівки, показана на вставці.

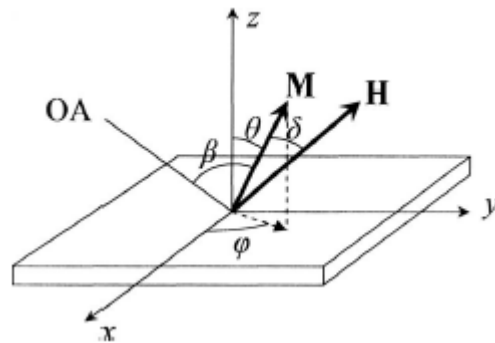


Рисунок 4.3. Схема тонкої плівки з косою магнітною анізотропією OA в сферичній системі координат. M - вектор намагніченості, а H - зовнішнє магнітне поле.

На рисунку 4.3 показаний схематичний вигляд плівки з косою анізотропією в сферичній системі координат. Геометричне розташування інших параметрів також показано. У цьому випадку густину вільної магнітної енергії плівки можна виразити як

$$F = -MH \cos \delta + 2\pi M^2 \cos^2 \theta + K_u \sin^2 \beta \quad (4.1)$$

де M - намагніченість насичення, H - зовнішнє магнітне поле, δ - кут між векторами намагніченості та зовнішнім полем, θ - це кут між намагніченістю і вектором нормалі до плівки (θ і ϕ є рівноважними полярним і азимутальним кутами вектору намагніченості в сферичній системі координат), K_u - це

константа одноосьової анізотропії, і β служить для позначення кута між напрямком легкої осі анізотропії та вектором намагніченості (див. рис. 3). Перший доданок у рівнянні (4.1) - Зеєманівська енергія, другий доданок – це енергія анізотропії форми плівки, а третім доданком є енергія косої одноосьової анізотропії. Наявність перпендикулярної і площинної анізотропії (наприклад, за рахунок поверхонь і магнітострикції) можна легко включити в цю теорію шляхом заміни намагніченості ефективною намагніченістю у другому доданку [23]. Кути, що відповідають рівноважному значенню намагніченості визначають з умови мінімуму вільної енергії:

$$\begin{aligned}\partial F / \partial \theta &= 0, \quad \partial F / \partial \varphi = 0, \\ \partial F^2 / \partial \theta^2 &> 0, \quad \partial F^2 / \partial \varphi^2 > 0, \quad \partial F^2 / \partial \theta \partial \varphi > 0.\end{aligned}\quad (4.2)$$

Для отримання значення резонансного поля слід розв'язати звичайне резонансне рівняння:

$$\omega = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

де γ – гіромагнітне відношення і ω – мікрохвильова частота. Більш детальну інформацію про процедуру можна знайти в [22].

Для моделювання форми резонансної лінії та положення максимуму поглинання наших полікристалічних магнітних плівок з 220-волокнистою текстурою було враховано однорідний розподіл азимутального кута напрямку легкої осі анізотропії. Варто відзначити, що для правильної інтерпретації експериментальних даних треба враховувати неоднорідність розподілу намагніченості, є що досить типовим для плівок Ni-Mn-Ga [13,15], а також

дисперсію константи анізотропії та полярного кута анізотропії. Однак, включення цих параметрів у модель призведе до її надмірної параметризації. Таким чином, можливий лише якісний аналіз.

Розрахунки проводилися за рівняннями (4.1) та (4.2), припускаючи, що $M = 500$ емо/см³, $g = 2$, і вісь одноосьової анізотропії складає кут 45° з нормаллю до плівки. Результати показують, що між експериментальними та обчисленими даними існує хороша якісна кореляція щодо положення максимумів поглинання, а також ширини та форми резонансних ліній. Крім того, можна було оцінити значення одноосьової анізотропії для досліджуваних плівок: $\approx 2,8 \cdot 10^5$ ерг/см³ для плівок товщиною 0,1 мкм та 0,5 мкм, $4,2 \cdot 10^5$ ерг/см³ для плівок товщиною 1 мкм та $\approx 5,1 \cdot 10^5$ ерг/см³ для плівки товщиною 3 мкм.

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Моделювання даних FMR, отриманих для набору плівок Ni-Mn-Ga різної товщини, нанесених на підкладку Si, показало, що напрямок одноосьової магнітної анізотропії складає кут 45° з нормаллю до плівки. Значення константи анізотропії швидко зростає зі збільшенням товщини плівки, що відповідає загальній тенденції зменшення магнітостатичного внеску (див. також [17] і [18]). Однак, навіть для плівок товщиною 3 мкм значення константи анізотропії значно нижче значення, характерного для масивного матеріалу $\approx 2 \cdot 10^6$ ерг/см³ [11,12]. Це є одним із проявів сильного впливу підкладки на мікроструктуру, кристалографію та магнітні властивості плівок Ni-Mn-Ga, про які повідомлялося раніше [17,18]. Щоб детально уточнити механізм такого різкого впливу підкладки на магнітну анізотропію, були проведені дослідження ФМР із плівками Ni-Mn-Ga, нанесеними на різні підкладки, за різних технологічних умов.

РОЗДІЛ V. ПРИНЦИП ДІЇ І РОБОЧІ ПАРАМЕТРИ МАГНЕТРОННИХ РОЗПИЛЮЮЧИХ СИСТЕМ

Магнетронні будови – це одні з систем розпилення діодного типу, в яких розпилення матеріалу реалізується завдяки бомбардування поверхні цілі іонами робочого газу, що формується в газі незвично тліючого розряду. Велика швидкість розпилення, що властиво для цих будов, здобувається підвищенням щільності іонного упорядкованого руху електрично заряджених частинок завдяки обмеженні плазми у розпилювальній поверхні цілі шляхом впливу сильного поперечного магнітного поля [25].

На рис. 5.1 проілюстрований принцип роботи МРС. Головні елементи установки - це катод, що має роль мішені, анод та магнітна система. СЛМП замикаються між полюсами МС. Поверхня катода, яка знаходиться між входом та СЛМП, підсилено розпорошується та виглядає як замкнута доріжка, геометрія якої характеризується формою полюсів МС.

Неоднорідне електричне поле утворюється завдяки подачі постійної напруги між катодом (що має від’ємний потенціал) та анодом (додатній або від’ємний потенціал), і це викликає аномальний тліючий розряд. Проте, завдяки присутності замкнутого магнітного поля у поверхні катода, що розпилює, у нас є можливість обмежити плазму розряду саме у катоді. Після бомбардування іонами, емітовані електрони, що відірвались з поверхні катода, притягуються магнітним полем. Таким чином, електрони рухаються по складним циклоїдальним замкнутим траєкторіям у поверхні катоду. Вони опиняються ніби то в пастці, що, з одного боку, утворюється магнітним полем, а з іншого – поверхнею катоду, що відбиває від себе електрони. Електрони по колу рухаються в пастці до тих пір, поки не здійсниться декілька іонізуючих зіткнень з атомами робочого газу, що приведе до того, що електрони позбавляться від енергії, яку здобули від електричного поля.

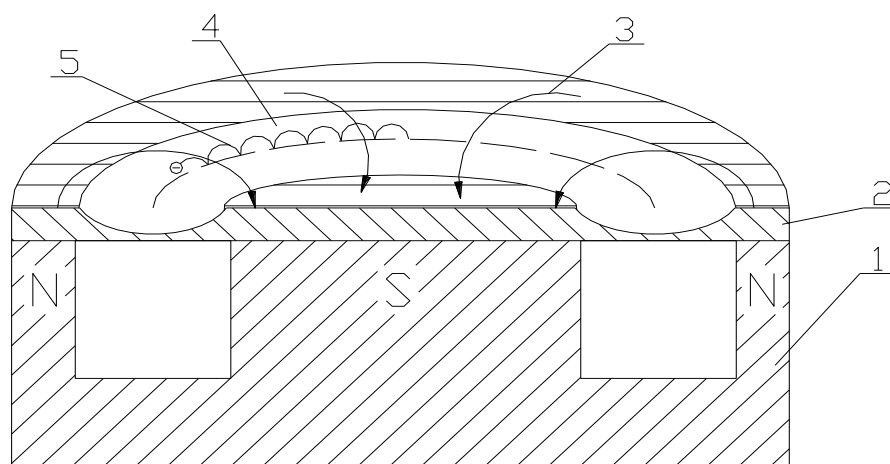


Рисунок 5.1 Будова МРС з плоским катодом: 1 – МС; 2 – катод-мішень; 3 – СЛМП; 4 – зона максимальної ерозії поверхні мішені; 5 – траєкторія руху електрона

Отже, до того, як електрон опиниться на аноді, значна частка його енергії буде поглинена іонізацією та активізацією, що суттєво підсилить ефективність самого процесу іонізації та викликає до збільшення кількості додатньо заряджених іонів поблизу поверхні мішені. Таким чином, збільшення сили іонного бомбардування характеризується саме попереднім чинником, що призведе до істотного збільшення швидкості розпилення та осадження плівки. В табл. 5.1 продемонстровані приклади усереднених швидкостей осадження низки матеріалів, що були отримані завдяки МРС з катодом форми плаского диску. Діаметр катоду 150 мм, енергією, яку передає джерело за одиницю часу, дорівнює 4кВт, та дислокація підкладки знаходиться у 60 мм від джерела.

Таблиця 5.1 – Швидкості осадження різних матеріалів

Ел емент	i	i	a		b	o	M	l	r	t	u	u	g
V осад. $\frac{nm}{c}$,5	2	3	7	1	0	7	4	

Слід звернути увагу, що форма плазми заряду обумовлена геометрією та показниками магнітного поля, і у вона може існувати тільки біля магнітної пастки на дуже близькій відстані від катоду.

Головний плюс MPC – це те, що поглинання вторинних електронів магнітною пасткою поруч з поверхнею катоду попереджує надмірне підвищення температури підкладки. Таким чином, з'являється можливість збільшення швидкості розпилення та осадження матеріалів. Джерелами збільшення температури підкладки у даних будовах є енергія конденсації розпилених атомів, системах служать енергія конденсації розпилених атомів, кінетична енергія осаджених атомів, енергія відбитих від мішені нейтралізованих іонів, а також випромінювання плазми. Енергія конденсації становить 3 – 9 еВ / атом, кінетична енергія залежно від розпилюваного матеріалу – від 5 (для алюмінію) до 20 еВ / атом (для вольфраму), а випромінювання плазми 2 – 10 еВ / атом. Сумарна теплова енергія, що розсіюється на підкладці, і температура підкладки для різних матеріалів, осаджених в циліндричній MPC, наведені в табл. 5.2.

Таблиця 5.2 – Значення теплової енергії температури підкладки для різних матеріалів.

Матеріал	A 1	C u	T a	C r	A u	M o	W
Теплова енергія, еВ/атом	13	17	20	20	23	47	73
Темп. підкл., °C	79	110	97	118	106	163	202

У багатьох випадках нагрів підкладки в МРС близький, а при випаровуванні тугоплавких матеріалів навіть нижче, ніж при методі термічного випаровування. Це дає можливість використовувати МРС для нанесення плівок на підкладки з матеріалу з низькою термостійкістю.

Основні робочі характеристики МРС - напруга на електродах, упорядкований рух електрично заряджених частинок розряду, кількість елементів, що припадає на одиницю площі упорядкованого руху електрично заряджених частинок на катоді і показник потужності матеріалу, що виділяє одиниця довжини чи площі його активної частини в процесі експлуатації, величина індукції магнітного поля і робочий тиск. Стабільність розряду та можливість відтворення механізму нанесення тонких плівок залежить від показників та стабільності усіх вищеперелічених параметрів. МРС відносять до низьковольтних систем розпилення. Напруга живлення не більша за 1000 В постійного упорядкованого руху електрично заряджених частинок. Робоча напруга становить 200 – 700 В, на катод зазвичай подається від’ємний потенціал, а на анод – нульовий. Однак, у МРС з пласкою мішенню для більш ефективного захвату вторинних електронів радиться на анод подавати маленьке додатне зміщення (40 – 50 В). Деякі структури передбачають

подачу від'ємного зсуву на підкладку (100 В) для досягнення зміщеного розпилення [26].

Упорядкований рух електрично заряджених частинок розряду залежить від великої кількості параметрів, наприклад від робочої напруги, тиску і робочого газу, індукції магнітного поля, конфігурації МРС, матеріалу, що розпилюється, і характеризується потужністю джерела живлення. Кількість елементів, що припадає на одиницю площі упорядкованого руху електрично заряджених частинок на катоді дуже велика і для системи з порожнистою циліндричною мішенню складає в середньому $80 \frac{\text{мА}}{\text{см}^2}$, з конічною мішенню – $160 \frac{\text{мА}}{\text{см}^2}$, а з пласкою мішенню – $200 \frac{\text{мА}}{\text{см}^2}$, причому максимальні щільності упорядкованого руху електрично заряджених частинок в центрі розпилення можуть бути набагато більше. Значення показник потужності матеріалу, що виділяє одиниця довжини чи площі його активної частини в процесі експлуатації в МРС з порожнистою циліндричною мішенню досягають $40 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, а з плоским катодом – $100 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Межова ймовірна потужність характеризується параметрами охолодження катоду теплопровідністю розпилюваного матеріалу.

МРС може функціонувати в проміжку тисків від 10^{-2} Па до 1 Па і вище. Головним фактором, який дійсно сильно обумовлює характер заряду в ній, є геометрія і показник магнітного поля, індукція якого біля поверхні катода 0,03 – 0,1 Тл.

Головна властивість розряду - вольт-амперна характеристика. Суттєвий вплив на неї прозводять робочий тиск (р) і індукція магнітного поля (В) [27].

Зі зниженням тиску (р) вольт-амперна характеристика зміщується в область великих робочих тисків і приближується до лінійної залежності, як продемонстровано на рис. 5.2 (а). Так само діє індукція магнітного поля (див. рис. 5.2, б). Близькі до лінійної залежності видно при великих показниках В. На вольт-амперній характеристиці заряду діють також матеріал катоду, як на рис. 5.3 (а) і її форма, яка перетворюється з розпиленням матеріалу.

Виникнення виїмки в плоскому катоді призводить до зміщення вольт-амперних характеристики до області нижчих робочих напруг через покращення умов обмеження плазми, в той час, коли цей самий зсув збільшується, як на рис. 5.3 (б). У цьому варіанті, по мірі розпилення катода, значущим є не тільки геометричний фактор, а й перехід зони розряду до області сильнішого магнітного поля.

Основним параметром розряду, який обумовлює швидкість розпилення, є електрична потужність, з урахуванням того, що швидкість осадження плівки, фактично, проявляє лінійну залежність від параметрів прикладеної потужності. (див. рис. 5.4, а). У свою чергу, потужність заряду залежить від p і B , за умови наявності постійної потужності джерела. У слабкозаряджених магнітних полях є така величина p , при якій на розряді утворюється максимальна потужність (див. рис. 5.4, б). З ростом (до 0,04 Тл) при слабких значеннях p потужність заряду на старті швидко збільшується, після чого зменшує свою швидкість та за $B = 0,08 \times 0,1$ Тл набуває максимального значення. За умови великого значення p , найбільша потужність отримується вже при $B = 0,04 \times 0,06$ Тл (див. рис. 5.5, а).

Напруга запалювання в МРС суттєво менша за напругу запалювання у звичайних діодних системах. Це трактується тим, що ще до накладення електричного поля, електрони постійно знаходяться в робочій камері і створюють перші іонізаційні взаємодії у розвитку лавинного пробію газового діапазону, притягуються магнітною пасткою, через що чого їх кількість у даній області стає більшою, ніж в об'ємі камери, що і викликає утворення розряду при слабких напругах.

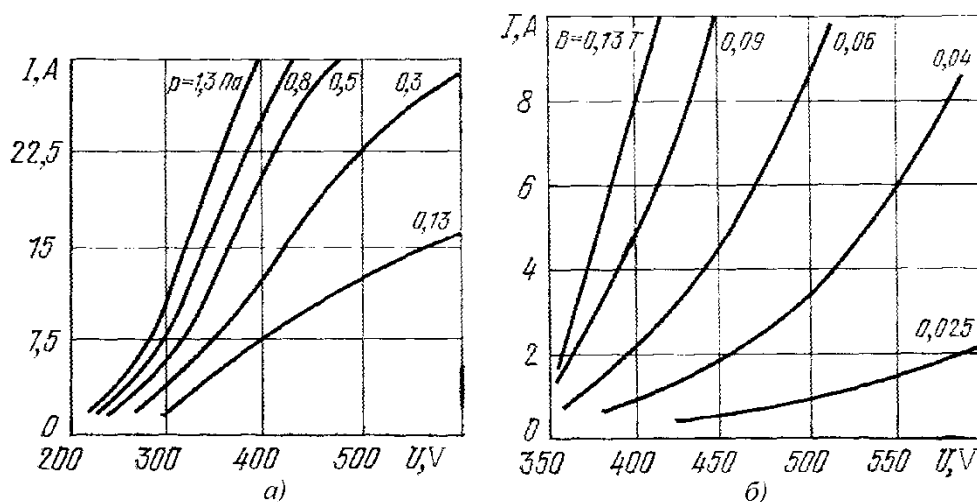


Рисунок 5.2 ВАХ МРС: а) та розміром 40*60 см при постійному магнітному полі 0,03 Тл і різному тиску Ar; б) з катодом з Al діаметром 160 мм при постійному тиску Ar 0,3 Па і різної індукції магнітного поля.

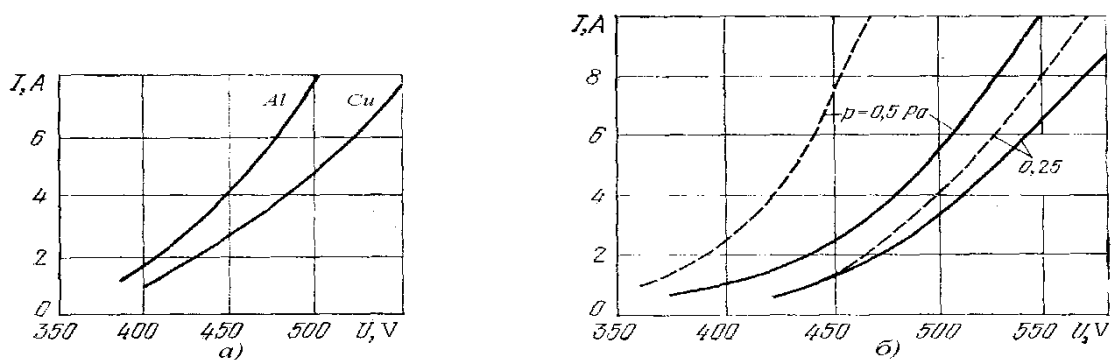


Рисунок 5.3 ВАХ МРС: а) з плоским катодом з різних металів при постійному тиску 0,5 Па і індукції магнітного поля 0,08 Тл; б) з конічним новим (цілі лінії) і еродованим (штриховані лінії) катодом при індукції магнітного поля 0,06 Тл і різному тиску.

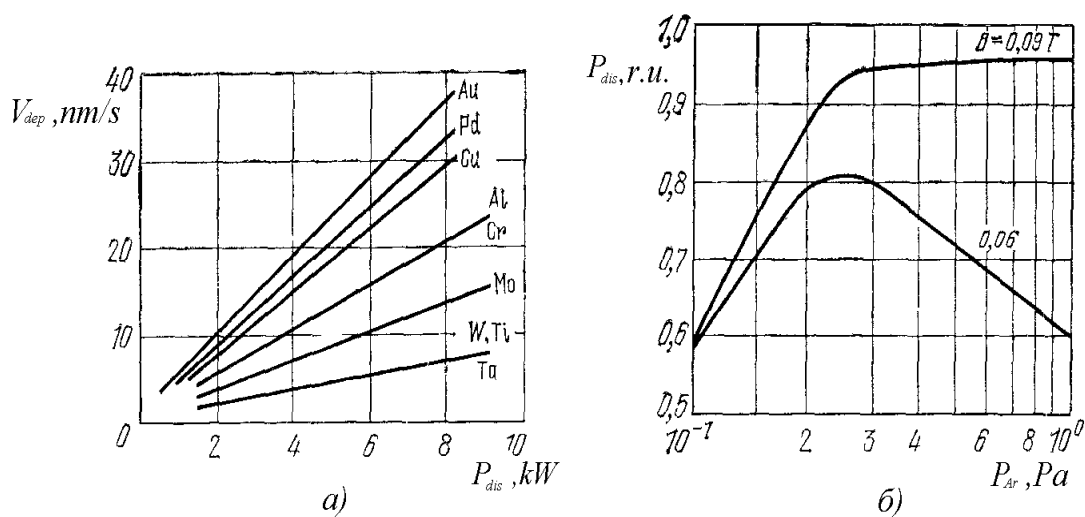


Рисунок 5.4 Залежності швидкості осадження різних матеріалів від потужності розряду (а) і потужності заряду від робочого тиску при різних індукції магнітного поля (б)

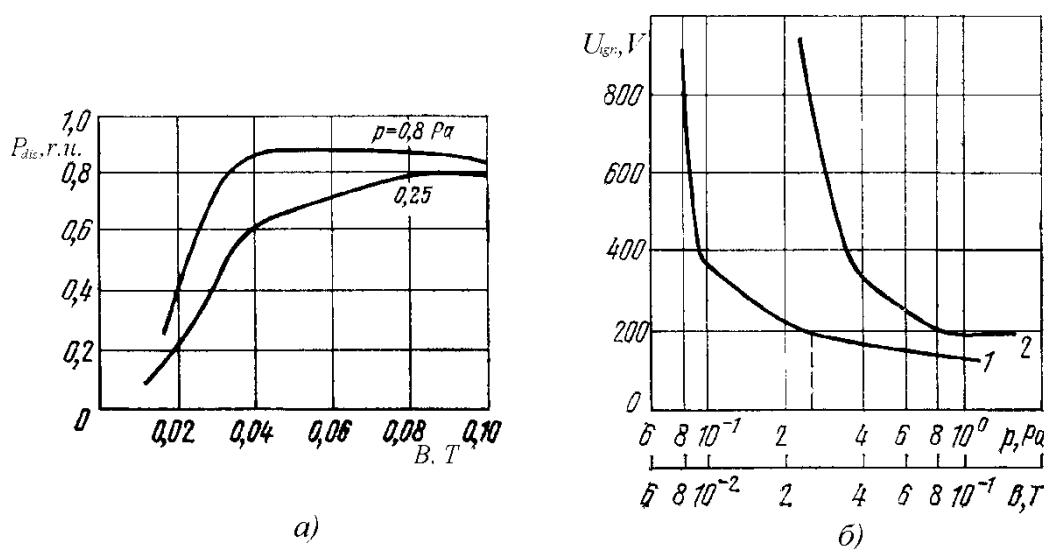


Рисунок 5.5 Залежності потужності заряду від індукції магнітного поля при різному тиску Ar (а); і напруги запалювання від тиску при постійній індукції магнітного поля 0,06 Тл (крива 1) і індукції магнітного поля при постійному тиску (крива 2) (б)

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Відкриття [27] продемонстрували, що залежності напруги запалювання від тиску робочого газу і індукції магнітного поля однакові (див. рис. 5.5, б). Схожість приведених взаємодій ілюструє на той факт, що магнітне поле і робочий тиск аналогічно впливають на створення і розвиток розряду в МРС. Як видно з раніше перелічених співвідношень, ефективність роботи МРС обумовлюється вірним вибором робочих параметрів, а стабільність цих параметрів трактує постійність швидкості осадження плівки і можливість дублювати властивості плівок, які отримали у результаті. Потрібна швидкість осадження плівки в МРС достатньо точно може існувати за рахунок константності наступних параметрів процесу: упорядкований рух електрично заряджених частинок розряду або потужність, що підводиться. Ці функції може виконувати джерело живлення, тому керування кінцевою товщиною плівки отримується за умови управління часом осадження. Проте, можна керувати процесом зростання плівки завдяки прямим методам контролю, тобто кварцовим датчиком, тому що плазма в МРС обмежена і не має на нього жодного впливу. Практика наглядно демонструє, що для створення дубльованості та стабільності процесу напилення плівки, упорядкований рух електрично заряджених частинок розряду необхідно підтримувати з точністю $\pm 2\%$, а при стабілізації механізму за потужністю розряду, точність її підтримки десь ± 20 Вт в інтервалі корегування від 0 до 10 кВт. Але за умови, що робочий тиск має бути неперервним (відхилення не повинно бути більшим за $\pm 5\%$).

РОЗДІЛ VI. ФЕРОМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС В ПЛІВКАХ Ni-Mn-Ga, ОСАДЖЕНИХ НА МОНОКРИСТАЛІЧНІ ПІДКЛАДИНКИ MgO

Феромагнітний резонанс (ФМР) використовували для вивчення впливу товщини плівок Ni-Mn-Ga, осаджених на підкладинки MgO(001), на температурну залежність їх магнітних властивостей. Було показано, що в залежності від товщини та умов виготовлення в цих плівках можуть реалізовуватись три конфігурації магнітної анізотропії. Отримана температурна залежність поля анізотропії.

Тонкі плівки феромагнітних сплавів з пам'яттю форми (зокрема, Ni-Mn-Ga), вирощені на різних підкладинках, є перспективними матеріалами для актуаторів та сенсорів, що використовуються в мікросистемах, а також для використання в новітніх магнітних системах запису інформації [28,29]. Попередні дослідження були в основному сфокусовані на розробці технології виготовлення цих плівок, а також на вивченні їхньої структури, магнітних властивостей і мартенситного перетворення (MT) [30-39]. Зокрема, було показано, що епітаксіальний ріст плівок має місце, коли Ni-Mn-Ga осаджують на розігріту підкладинку MgO(001), в той час як осадження при температурі навколишнього з наступним відпалом призводить до формування полікристалічних текстурованих плівок. Було показано, що фізичні характеристики плівок суттєво залежать від виду підкладинок та товщини плівок, що може бути пов'язано з виникненням внутрішніх напружень у плівках через невідповідність параметрів ґраток плівки та підкладинки [32,33,35,46].

Магнітна анізотропія плівок є одним з основних параметрів, що визначають функціональні можливості таких плівок, але її визначення не є простим завданням. До того ж для її визначення найчастіше використовують

непрямі методи, що ще більше ускладнює інтерпретацію експериментальних даних [30,33,35].

Як всім відомо, розмір області, що потрібна для магнітного запису одного біту інформації зменшується при зростанні анізотропії. NiMnGa має велику магнітну анізотропію та намагніченість насичення. Це дозволяє використовувати його для систем магнітного запису інформації високої щільності (жорсткі диски та магнітооптичні диски). Очікується, що системи для запису інформації, що базуються на плівках NiMnGa будуть більш дешевими та технологічними. Тому магнітні властивості таких плівок потребують ретельного дослідження.

Феромагнітний резонанс (ФМР) є одним із найбільш потужних методів для вимірювання магнітної анізотропії.

ФМР досліджувався за допомогою ЕПР спектрометра Bruker ELEXSYS-E500 на частоті 9,45 Гц, який був обладнаний автоматичним гоніометром для дослідження кутових залежностей резонансного поля та кріостатом для температурних вимірювань.

Кутові залежності резонансного поля ($H_r(\varphi_H)$ у площині плівки) для плівок різної товщини, отримані при кімнатній температурі, представлені на рис.6.1.

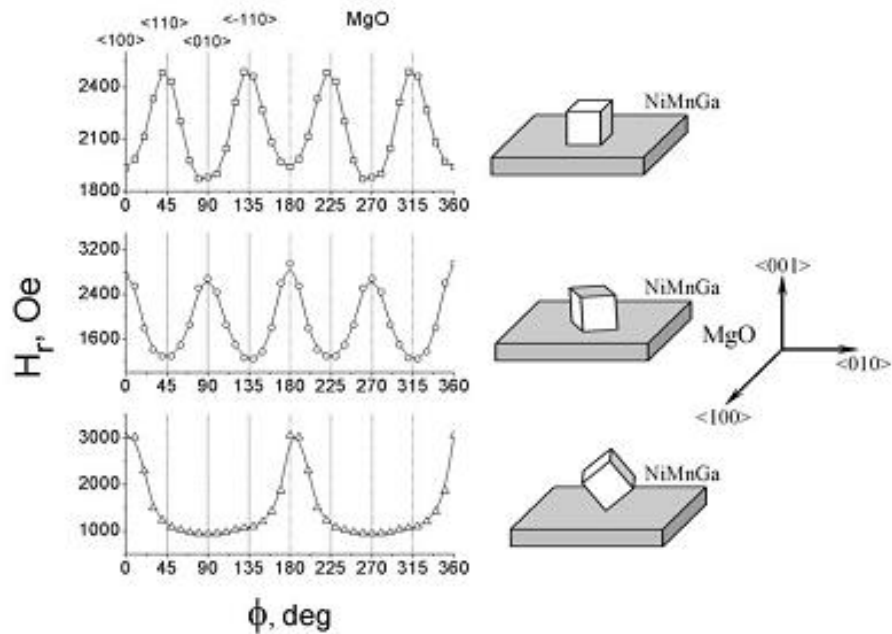


Рисунок 6.1 Площинні кутові залежності резонансних полів для плівок з товщиною 0,075 (\square), 0.1 (\circ) і 1,0 (Δ) мкм. Пунктиром показати напрямки кристалографічних осей підкладки MgO. Орієнтацію елементарної комірки Ni-Mn-Ga відносно підкладки MgO, схематично показано справа

Для тонких плівок (0,03, 0,075 і 0,1 мкм) спостерігається чотирьохспрямована анізотропія. Це означає, що основні осі магнітокристалічної анізотропії мають бути в площині плівки або перпендикулярно до її площини.

Для інтерпретації експериментальних даних $H_r(\varphi_H)$, ми вважаємо, що вільна енергія E є сумою Зеєманівської енергії

$$E_z = -M \cdot H \quad (6.1)$$

енергії анізотропії форми

$$E_{sh} = 2\pi \cdot M_{\perp}^2 \quad (6.2)$$

та енергії тетрагональної магнітокристалічної анізотропії

$$E_c = - \frac{\{K_{4ab}(M_{100}^4 + M_{010}^4) + K_{4c}M_{001}^4\}}{M^4} \quad (6.3)$$

Тут M - вектор намагніченості насичення, $M_{\perp}, M_{100}, M_{010}, M_{001}$ - його проекції на нормаль до площини плівки і головні осі кубічної анізотропії, відповідно, H - магнітне поле, а K_{4ab} та K_{4c} - константи магнітної анізотропії для тетрагональної осі та базової тетрагональної площини відповідно.

Умова резонансу може бути знайдена через стандартну процедуру мінімізації вільної енергії

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \quad (6.4)$$

де θ та φ - полярний та азимутний кути намагніченості в сферичній системі координат.

Резонансна частота визначається з рівняння

$$\omega = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.5)$$

де γ - гіромагнітне відношення, а ω - резонансна частота. Аналітичне вираження для довільних кутів φ_H може бути отримано лише в припущенні, що поле анізотропії в площині плівки набагато менше за резонансне. Це є досить доброю апроксимацією залежностей, що спостерігаються в наших експериментах (див. Рис.6.1). Тому

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \approx \sqrt{[H_r + H_4 \cos 4\varphi_H][H_R + 4\pi M + 0.25H_4(3 + \cos 4\varphi_H)]} \quad (6.6)$$

$$\text{Тут } H_4 = \frac{2K_4}{M}.$$

Поле анізотропії H_4 для плівок товщиною 0.03, 0.075 та 0.1 мкм становить 120, 240 та 720 Ерстед, відповідно. Якщо в площині плівки осі легко намагнічування (вони відповідність мінімумам резонансних полів) для плівок з товщиною 0.03 і 0.075 мкм співпадають з напрямками $\langle 100 \rangle_{MgO}$ та $\langle 010 \rangle_{MgO}$, то осі легко намагнічування для плівки товщиною 0.1 мкм спрямовані вздовж $\langle 110 \rangle_{MgO}$ та $\langle \bar{1}10 \rangle_{MgO}$ (див. схему на Рис.6.1).

Для товстих плівок (0.6 та 1.0 мкм) в площині плівки спостерігається одноосна анізотропія (Рис.6.1), що свідчить про формування похилої анізотропії. Аналогічні результати були отримані для плівок Ni-Mn-Ga осаджені на кремнієві підкладинки. Слід зазначити, що всі плівки, які ми досліджували, при кімнатній температурі знаходяться в мартенситному стані окрім одного можливо плівки з товщиною 0.03 мкм, де факт мартенситного перетворення не вдалося зафіксувати.

Було також виконано експериментальне дослідження температурних залежностей H_r та ширини лінії ΔH для визначення впливу температури та мартенситного перетворення на магнітну анізотропію. Результати вимірювань для конфігурації, коли магнітне поле спрямовано перпендикулярно до площини плівки, наведено на Рис.6.2. Для аустеніту, залежності $H_r(T)$ дуже схожі для всіх досліджуваних плівок. Значні зміни відбуваються лише біля температури мартенситного перетворення та нижче за неї. ΔH в аустенітній фазі для всіх плівок збільшується зі зростанням температури, наближаючись до максимуму біля точки Кюрі (близько 350 K). Слід зазначити, що для товстих плівок (0.1, 0.6 і 1.0 мкм) ΔH становить кілька десятків ерстед, що вказує на хорошу кристалічність плівок і мале значення внутрішніх напружень. Для більш тонких плівок (0.03 та 0.075 мкм) резонансний пік ширший і ΔH зростає зі зменшенням товщини. Останнє потрібно приписати впливу внутрішніх напружень, що виникають за рахунок невідповідності параметрів ґратки підкладки та епітаксціальних плівок (Рис. 6.1) .

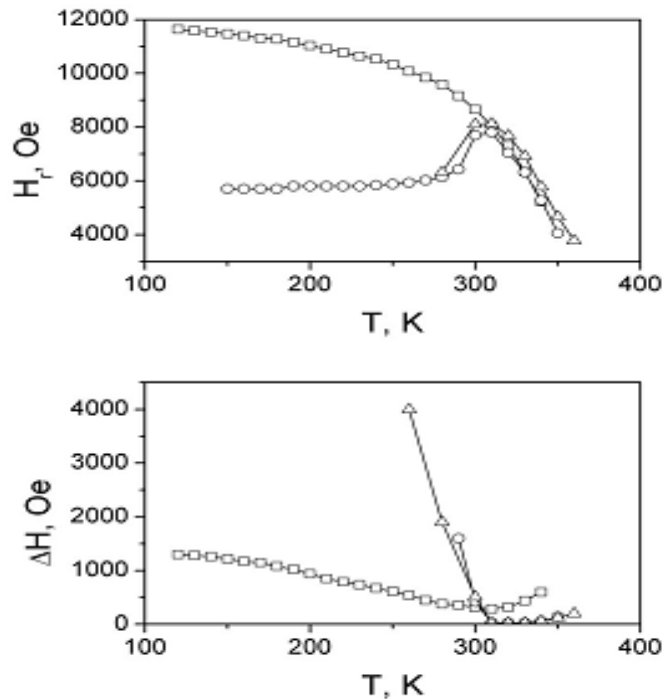


Рисунок 6.2 Температурна залежність резонансного поля (зверху) та ширина резонансної лінії (знизу) для плівок з товщиною 0,075 (\square), 0.1 (\circ) і 1,0 (Δ) мкм у випадку, коли зовнішнє поле прикладається перпендикулярно до площини плівки.

Одним з найбільш простих пояснень такої поведінки ΔH є поворот кристалографічних осей Ni-Mn-Ga відносно підкладки MgO зі зростанням товщини плівок, як показано на Рис.6.1. Дійсно, у цьому випадку для малих товщин плівок (0.03 і 0.075 мкм) ми маємо $\langle 100 \rangle_{\text{NiMnGa}} // \langle 100 \rangle_{\text{MgO}}$ конфігурацію, що повинно призвести до істотної деформації ґраток епітаксціальних плівок Ni-Mn-Ga. $\langle 100 \rangle_{\text{NiMnGa}} // \langle 110 \rangle_{\text{MgO}}$ конфігурація (плівки з товщиною 0.1 мкм) призводить до зменшення розбіжностей в параметрах ґраток плівки та підкладки і, як результат до суттєвого зменшення внутрішніх напружень та відповідного зменшення ΔH . [36].

В мартенситній фазі при пониженні температури для всіх плівок спостерігається збільшення ΔH , як результат тетрагонального спотворення

кристалічної ґратки. Зростання ΔH для плівок з товщиною 0.03 та 0.075 мкм набагато повільніший ніж для більш товстих плівок (Рис. 6.2). Це потрібно приписати тому факту, що мартенситне перетворення в більш тонких плівках не супроводжується істотним збільшенням магнітної анізотропії, на відміну від товстих плівок, що обговорюються нижче. В результаті, основний внесок в ширину резонансної лінії обумовлюється внутрішніми напруженнями плівок. Температурна поведінка резонансного поля в перпендикулярній до площини конфігурації для плівок товщиною 0.03 і 0.075 мкм є типовою для плівок, де анізотропія практично не змінюється з температурою. Безперервна зміна анізотропії для цих двох плівок можливо обумовлена відмінністю в умовах їх осадження в порівнянні з товстими плівками. Чотирьохвісна анізотропія, як показано вище, є малою в порівнянні з анізотропією форми, і в першому наближенні нею можна знехтувати.

$$H_r = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + 4\pi M \quad (6.7)$$

Температурна залежність намагніченості насичення плівки товщиною 0.075 мкм, обчислена з використанням рівняння (6.7), показана на вкладці Рис.6.3, і є типовою для сплаву Ni-Mn-Ga. [38]

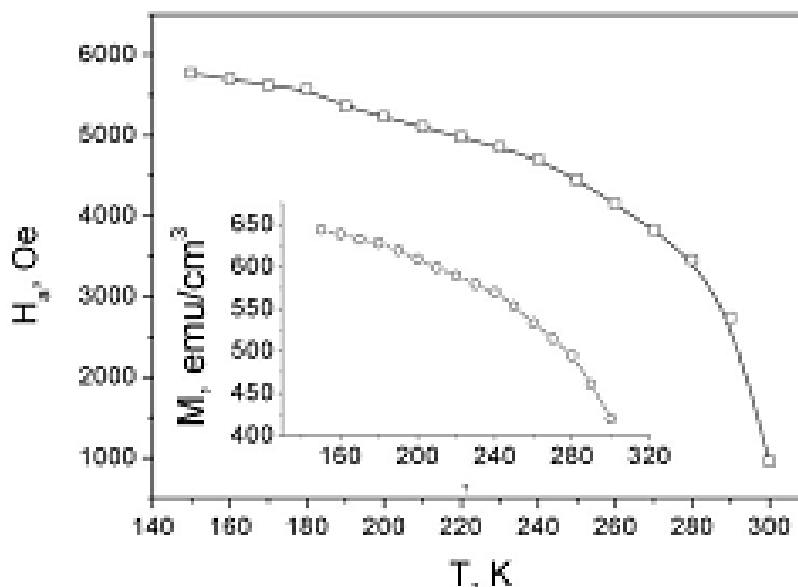


Рисунок 6.3 - Температурна залежність перпендикулярної до площини плівки компоненти магнітної анізотропії $H_{a\perp}$ для плівки товщиною 0,1 мкм. Вставка: намагніченість насичення M для плівки товщиною 0,075 мкм.

Для більш товстих плівок мартенситне перетворення має супроводжуватись формуванням мартенситних двійників з позаплощинною магнітною анізотропією. Магнітостатична та обмінна взаємодія між двійниками не призводить до зникнення магнітної текстури як це відбувається ізотропних нанокристалах [39]. Принаймні, перпендикулярна до площини компонента анізотропії повинна залишитися. Для плівки товщиною 0.1 мкм, згідно з вимірюваннями ФМР в площині плівки (Рис.6.1) та даними рентгенівської дифракції, ми повинні чекати утворення перпендикулярної до площини плівки магнітної текстури. Використовуючи значення намагніченості насичення для плівки товщиною 0.075 мкм, і припускаючи, що воно близьке для плівки товщиною 0.1 мкм, ми можемо отримати приблизну залежність перпендикулярної до площини плівки компоненти магнітної анізотропії з перпендикулярних резонансних полів :

$$H_r = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + 4\pi M - H_{a\perp} \quad (6.8)$$

Температурна залежність $H_{a\perp}$ мартенситній фазі показана на Рис.6.3. Нижче МТ поле анізотропії збільшується зі зниженням температури, що відповідає результатам, отриманих для масивних зразків Ni – Mn – Ga [40].

Найдраматичніша зміна поля анізотропії спостерігається біля точки мартенситного перетворення. Це може пояснити істотну зміну величини анізотропії для плівок різної товщини, яка спостерігалась в попередніх дослідженнях [39], тому що температура МП сильно залежить від товщини плівки.

Для плівок товщиною 0.6 та 1.0 мкм, поведінка поля анізотропії має бути аналогічною. Проте, ця проста оцінка не може бути застосована для плівки товщиною 0.1 мкм, оскільки в цьому випадках ми маємо справу з осями, анізотропії, розташованими під нахилом до площини плівки. Процедура екстракції величини анізотропії в цьому випадку стає більше складною і, крім того, є декілька невідомих параметрів, які використовуються для її визначення [39].

Таким чином, вимірювання ФМР при різних температурах були здійснені для плівок Ni-Mn-Ga, напилених на підкладинки MgO(100). Показано, що в залежності від товщини плівки і умов її виготовлення в мартенситній фазі спостерігаються три види магнітної анізотропії. Для тонких плівок (товщина менша 0.1 мкм), напилених розігріту підкладинку без подальшого відпалу, осі магнітної анізотропії формуються в площині плівки уздовж головної осі підкладинки MgO. Це говорить про повну відповідність між кристалічними ґратками плівки та підкладинки. Про таку

відповідність не повідомлялось раніше, тому це твердження потребує перевірки за допомогою, наприклад, кристалографічного аналізу.

Як збільшення товщини плівок, так і їх відпал призводить спочатку (i) до обертання кристалографічної елементарної комірки плівки на 45 градусів в площині (001) MgO (0.1мкм), а потім (ii) до позаплощинного обертання (0,6 і 1 мкм). Ці механізми призводять до утворення перпендикулярної до площини магнітної анізотропії в першому випадку (i) і нахиленої анізотропії в останньому випадку (ii). Ці результати є керівництвом для налаштування магнітної анізотропії Ni-Mn-Ga тонких плівок, і мають важливу для застосування магнітних сплавів з пам'яттю форми на мікрорівні.

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Плівки Ni-Mn-Ga, напилені на підкладинки MgO(100), є епітаксіальними. Показано, що в залежності від товщини плівки і умов її виготовлення можна отримати фази з трьома типами магнітної анізотропії. Тонкі плівки (з товщиною меншою за 0.1 мкм), напилені на розігріту підкладинку без подальшого відпалу, в площині плівки мають двовісну магнітну анізотропію з осями, направленими вздовж головних осей підкладинки MgO. Збільшення товщини плівок та їх відпал призводить спочатку до повороту осей магнітної анізотропії на 45 градусів в площині плівки (0.1 мкм), а потім до утворення одновісної анізотропії (0,6 і 1 мкм)

РОЗДІЛ VII. МАРТЕНСИТНІ ПЕРЕТВОРЕННЯ І МАГНІТНА АНІЗОТРОПІЯ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ Ni-Mn-Ga/NaCl (001), ДОСЛІДЖУВАНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ФЕРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ

7.1 Загальні відомості

ФС ПФ сімейства Ni-Mn-Ga привертають значну увагу в останні роки через їх магнітопружні [15-18], термопружні [19, 20], магніторезистивні [21], магнітооптичні [22] і магнітокалоричні [23] властивості. Ці властивості впливають за рахунок їх мультиферроїдної природи і сильних взаємодій між параметрами порядку, що характеризують феромагнітні і мартенситні фазові перетворення. Таким чином, вивчення перетворень тонких плівок ФС ПФ є важливим кроком для прояснення механізму цих взаємодій на мікрорівні і вплив на їх властивості.

Перетворення в тонких плівках Ni-Mn-Ga нанесених на різні підкладинки були добре дослідженні в залежності від таких параметрів як склад, товщина плівки або методи виготовлення [47, 48]. Зокрема, найбільша увага приділялася впливу залишкових напруг в площині плівки на температуру мартенситного перетворення, гістерезису перетворення і морфології двійникування [49, 50].

Залишкова напруга в плівках при даній температурі T може бути визначена згідно з наступним виразом [51, 52]:

$$\sigma_f = \frac{E}{1-\nu} (\alpha_f - \alpha_s) \Delta T \quad (7.1)$$

де $\Delta T = (T_{an} - T)$, T_{an} це температура при якій напруга плівки обертається в 0 (часто співпадає з рекристалізацією температури плівки,

температури осадження плівки або температури відпалу знаття напруги), E і ν – модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона плівки, α_f і α_s – коефіцієнти теплового розширення плівки і підкладинки відповідно. Для полікристалічних плівок, що зазвичай виготовляють шляхом напилення на холодну підкладинку з подальшим відпалом при T_{an} , ця напруга виникає за рахунок термопружних неузгодженостей і може бути визначена як добуток різниці коефіцієнтів теплового розширення плівки і основи на модуль пружності і різницю $\Delta T = (T_{an} - T) > 0$, якщо нульова напруга має місце при T_{an} . Таким чином, знак термопружної різниці $\Delta\alpha = (\alpha_f - \alpha_s)$ визначає знак напруги в площині при кімнатній температурі. В усіх тонких плівках Ni-Mn-Ga що вивчалися раніше (на підкладинках монокристалічного Si, SrTiO₃, Al₂O₃, YSZ і MgO або полікристалічного Mo, скла або слюди), спостерігалось позитивне значення $\Delta\alpha$, що виникала за рахунок двійникування у мартенситному стані і магнітної анізотропії що обумовлена напругою, обидва з них сприяють формуванню позаплощинної магнітної анізотропії в плівці [38-43, 47-50]. У магнітопружному випадку позаплощинна магнітна анізотропія обумовлена напругою розтягу в площині плівки і великою від'ємною константою магнітострикції Ni-Mn-Ga, $\lambda_s = -50$ ppm. [47, 53, 54]

Температурний коефіцієнт розширення NaCl дорівнює $44 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [55], більш ніж в 2 рази перевищує температурний коефіцієнт розширення для Ni-Mn-Ga ($15 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) [56]. Монокристали NaCl використовувалися до цього часу для вирощування епітаксialьних плівок Ni-Mn-Ga, які можна відокремити від підкладинки [57-59]. NaCl є єдиною підкладинкою з вищезгаданих для якої коефіцієнт теплового розширення більш ніж Ni-Mn-Ga. Від'ємний $\Delta\alpha$ створює двохосьову напругу стиснення зовнішнього фактору, що обумовлює мікроструктуру та магнітні властивості плівки. В даній роботі, феромагнітний резонанс використовується для вивчення мартенситного перетворення та еволюції магнітної анізотропії полікристалічних плівок Ni-Mn-Ga, осаджених на підкладинки NaCl (001), для виявлення впливу від'ємного $\Delta\alpha$ на властивості плівки. Результати

досліджень було порівняно з даними ФМР для аналогічної плівки, нанесеної на підкладку Si (001) [60].

7.2 Експеримент

Плівка $\text{Ni}_{51,4}\text{Mn}_{28,3}\text{Ga}_{20,3}$ товщиною 0,1 мкм була осаджена на підкладинку NaCl (001) методом магнетронного розпилення використовуючи ту ж саму мішень і в тих самих умовах як описано в роботах [30, 54, 60]. Температура підкладинки була 323 К з водяним охолодженням. Після цього плівка відпалювалась в вакуумі ($2 \cdot 10^{-4}$ Па) при 873 К протягом 10 год., для забезпечення рекристалізації, зростання зерен, та впорядкування, щоб отримати мартенситну фазу при кімнатній температурі. Склад плівки був визначений з точністю краще ніж 0,5 % методом ЕДРС за допомогою СЕМ Jeol JSM-6400. Інформація про кристалічну структуру і текстуру плівки була отримана за допомогою рентгенівської дифракції методом Брегга – Брентано за допомогою дифрактометру Rigaku RINT2200, що використовує випромінювання $\text{Cu-K}\alpha$. Спектри ФМР реєструвалися на частоті 9,46 ГГц в інтервалі температур 100 - 380 К за допомогою спектрометра Bruker ELEXSYS E500 EPR з автоматичним гоніометром. Вимірювання намагніченості проводилися на вібраційному магнітометрі в діапазоні температур від 173 К до 390 К в магнітному полі до 2 Тл. Було встановлено, що температура Кюрі плівки становила близько 370 К.

7.3 Аналіз результатів

На дифрактограмі (рис. 7.1) спостерігається лише один пік при $2\theta=43,9^\circ$, від плівки що підтверджує сильну поза площинну (220) текстуру. Кутове положення цього піку близька до того, що можна очікувати для піку (202) в сплавах Ni-Mn-Ga з орторомбічною структурою $c < b < a$. На відміну від плівок з тим же складом осаджені на підкладинку з оксиду алюмінію або Si (кремнію) [42, 54, 56], рентгенівські спектри плівок що досліджуються в даній роботі показують переважне формування мартенситних варіантів з коротким параметром ґратки c паралельній площині плівки і довгих параметрів ґратки a і b нахилені до площини плівки на кут 45° . Це вказує на те що плівка знаходиться під стискаючою напругою при мартенситних перетворень. Як показано далі за допомогою ФМР, така мікроструктура надає вирішальний вплив на магнітні властивості плівки.

Еволюція резонансного спектру з температурою в феромагнітному стані плівці представлена на рис. 7.2. Вище температури Кюрі, 370 К, спектр плівки (не показаний) є стандартним для парамагнітного стану з g -фактором що дорівнює 2,03. Нижче температури Кюрі резонансні поля H_r для зовнішнього магнітного поля, яке прикладене паралельно і перпендикулярно до площини плівки, не співпадають, що характерно для плівок феромагнетиків (див рис. 7.3).

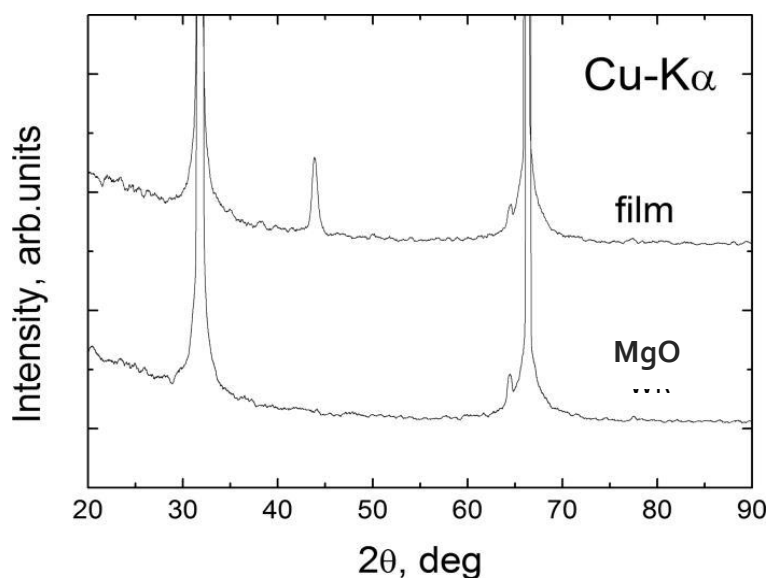


Рисунок 7.1. Рентгенограма плівки Ni-Mn-Ga / MgO (001), що отримана при кімнатній температурі, має один (202) пік орторомбічної елементарної комірки Ni-Mn-Ga при $2\theta=43,9^\circ$ і два піки, що відносяться до підкладки NaCl.

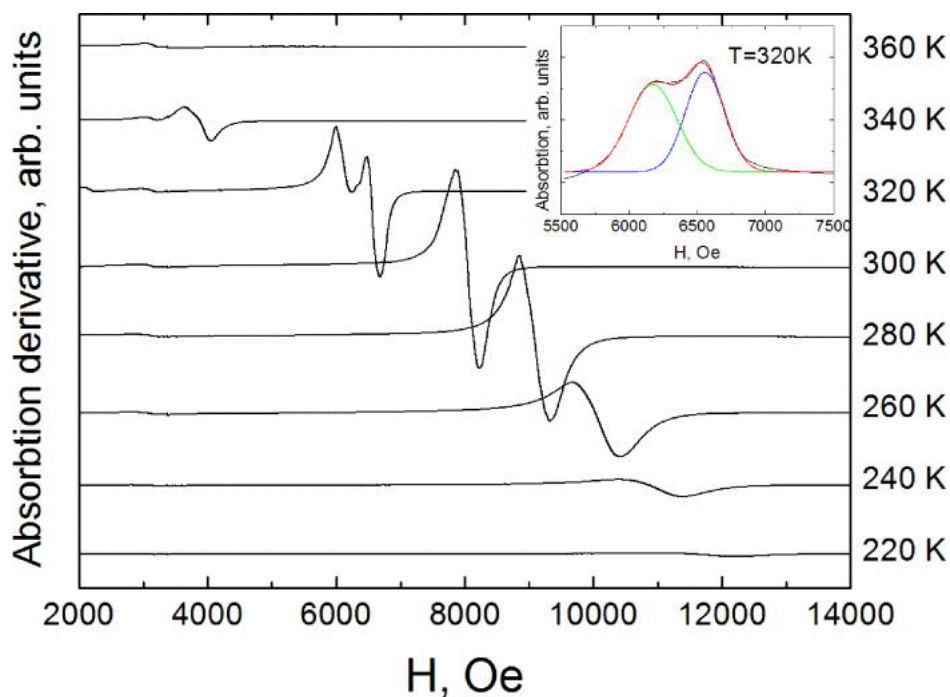


Рисунок 7.2. Температурна залежність спектру ФМР при температурі нижче за температуру Кюрі. Магнітне поле направлено перпендикулярно

площині плівки. Розщеплення сигналу ФМР при 320 К на два піки, показаних на вставці, вказує на виникнення мартенситного перетворення.

Трохи нижче температури Кюрі, резонансний пік цілком симетричний, що є характерним для аустенітної плівки Ni-Mn-Ga [44, 61, 62]. При охолодженні через 300 К лінія розщеплюється на дві лінії (рис. 7.2) показуючи початок перетворення аустеніт – мартенсит. Це перетворення закінчується при 300 К, де знову спостерігалася одна лінія. Низькопольовий пік (низьке значення намагніченості) можна віднести до аустенітної фази, тоді як високопольовий пік відповідає мартенситній фазі. Швидке зменшення ширини резонансної лінії, ΔH , що спостерігається в інтервалі температур 340 К – 300 К (вставка на рис. 7.3), що також є характерним для області перетворення і обумовлено релаксацією напруг [63]. Розширенням лінії резонансу при охолодженні спостерігається нижче області перетворення аустеніт – мартенсит пов'язано зі збільшенням кристалографічної анізотропії в мартенситній фазі [60, 62].

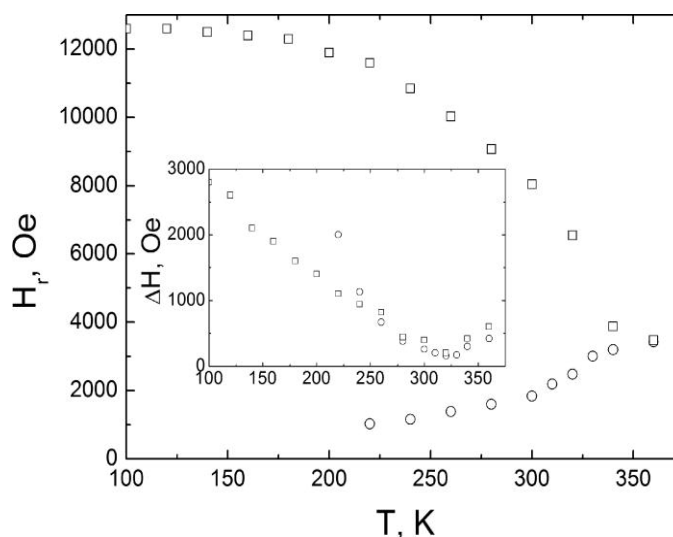


Рисунок 7.3. Температурні залежності резонансного поля для зовнішнього магнітного поля в площині (O) і перпендикулярного до площини плівки (\square). Відповідні значення ширини резонансної лінії показані на вставці.

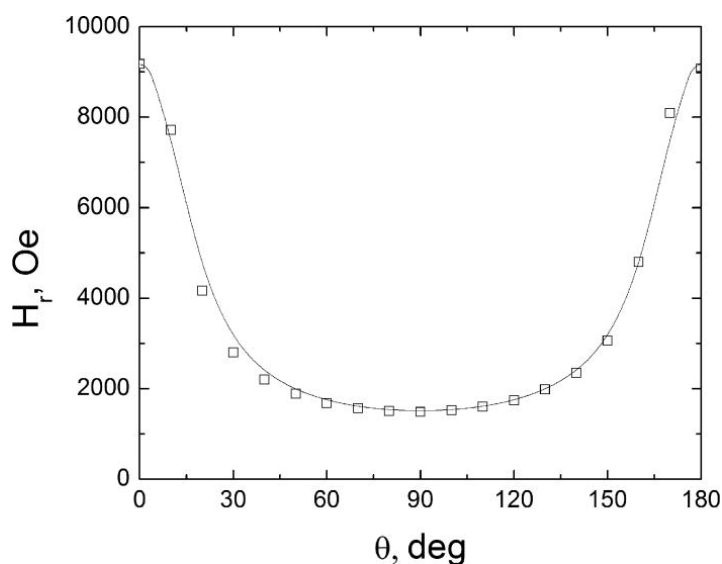


Рисунок 7.4. Позаплощинна кутова залежність резонансного поля, записаного при 293 К. Лінія, проведена через дані розрахована, використовуючи вираз для магнітної густини вільної енергії, рівняння (7.2), і

$$M_{eff} = \frac{465 \text{ етл}}{\text{см}^3}, g = 2.03.$$

Позаплощинні кутові залежності резонансного поля для температур до 220 К описані (див рис. 7.4), використовуючи наступний вираз для густини магнітної вільної енергії:

$$F = -M_s H \cos \delta + 2\pi M_{eff}^2 \cos \theta \quad (7.2)$$

де M_s – намагніченість насичення, H – зовнішнє магнітне поле, δ – кут між намагніченістю і зовнішніми векторами поля, θ – кут між вектором намагніченості і нормалі плівки до площини, M_{eff} – ефективна намагніченість:

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_{per-a} \quad (7.3)$$

де H_{per-a} – перпендикулярне поле анізотропії. Потрібно зауважити, що через велику неоднорідність розширення лінії, важко визначити значення резонансного поля нижче 220 К.

Рівняння (7.3) вказує на те, що значення перпендикулярного анізотропного поля можна визначити як різницю між намагніченістю насичення $4\pi M_s$, виміряну за допомогою звичайного магнітометра, і намагніченістю $4\pi M_{eff}$, отриманої з ФМР. Відповідні залежності і їх різницю зображені на рис. 7.5 і на вставці до рис. 7.5, відповідно. Отримана від’ємна анізотропія поля показує формування легкоплощинної анізотропії (вставка на рис. 7.5). Цей результат є відмінним від позаплощинної анізотропії з позитивною константою, що формується в ідентичній плівці тієї ж (220) текстури, яка була отримана з тієї ж мішені на підкладинці Si (001) [60].

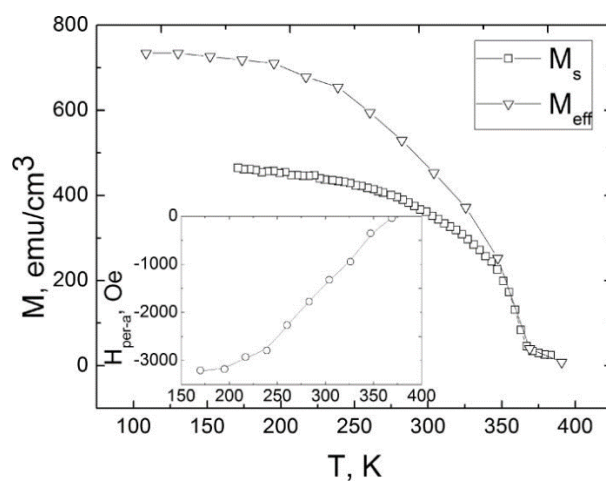


Рисунок 7.5. Температурна залежність намагніченості насичення M_s , виміряна магнітометром, і ефективної намагніченості M_{eff} , отриманої з ФМР. Розраховане значення перпендикулярної анізотропії поля показана на вставці.

7.4 Обговорення отриманих результатів.

Появу перпендикулярної анізотропії можна зрозуміти, розглядаючи взаємодію в термінах взаємодії плівка і підкладинки. Перш за все, ця взаємодія приводить до утворення (220) текстури в плівці, як було показано за допомогою рентгенівської дифракції. В аустенітному стані і в околі мартенситного перетворення, де магнітокристалічна анізотропія є порівняно малою, ширина лінії ФМР практично однакова для магнітних полів в площині плівки та поза її площиною. Нижче області перетворення, ширина лінії ФМР зростає з пониженням температури за рахунок утворення сильної одновісної анізотропії в мартенситному стані. Проте, для магнітного поля в площині плівки, розширення лінії ФМР є набагато сильнішим, ніж для перпендикулярного випадку. Ці результати корелюють з фактом утворення (220) текстурою. Крім того, результати рентгеноструктурних досліджень показують формування кристалічної структури з віссю в площині плівки. Ось c є напрямком легкого намагнічування, що призводить до легкоплощинної анізотропії. Хоча точні розрахунки двохосьової магнітокристалічної анізотропії у випадку орторомбічної елементарної комірки [64] виходить за рамки даної роботи, попередні розрахунки [65] для більш простого одновісвого випадку показали, що поле одноосьової магнітокристалічної анізотропії, H_{ua} , для полікристалічної текстурованої плівки може бути грубо оцінена як $H_{ua} \sim \Delta H_{par}$, де ΔH_{par} – ширина резонансної лінії для магнітного в площині плівки. Використовуючи це наближення (вставка до рис. 3) отримаємо $H_{ua} \approx -3$ kOe при температурі близько 100 K.

Другим важливим механізмом що спричиняє формуванню легкоплощинної анізотропії є магнітопружна взаємодія у плівці, за рахунок напруги стиснення в площині плівки, що створене за рахунок підкладинки. Дійсно, беручи до уваги наведені значення теплового коефіцієнта розширення для підкладинки NaCl і плівки Ni-Mn-Ga, які дорівнюють $44 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [55] і $15 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [56], відповідно, температура відпалу 600° C ,

напруга стиснення при кімнатній температурі відповідно до рівняння (7.1) становить близько 1 ГПа (за умови, $E = 49$ ГПа [66] і $\nu = 0.3$). Цей рівень напруги відповідає стрес – індукованої магнітної анізотропії з енергією близько $8 \cdot 10^5$ Дж / м³, що можна порівняти з енергією розмагнічування того ж знаку.

Таким чином, робота демонструє відмінну придатність методу ФМР для аналізу мартенситного перетворення в феромагнітних тонких плівках. Крім того, результати висувають якісно різну поведінку магнітної анізотропії, що проявляється в ідентичних (220) текстурованих полікристалічних тонких плівок Ni-Mn-Ga, що напилюється на підкладинки NaCl (001) і Si (001): плівка на NaCl має магнітну анізотропію типу легка площину в той час як плівка Si має позаплощинну анізотропію. Показано, що ця різниця обумовлена мартенситними варіантами і залишковою напругою в плівці (від’ємна для MgO, позитивна для Si). Отримані результати свідчать про можливість керування магнітних властивостей тонких плівок композитів Ni-Mn-Ga, використовуючи різні підкладинки.

ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Плівки Ni-Mn-Ga, напилені на підкладинки NaCl (001), також є епітаксіальними з двовісною анізотропією в площині плівки. На відміну від плівок Ni-Mn-Ga на інших підкладинках, в цих плівках формується сильна (~ 3 кЕ) анізотропія типу легка площина, яка обумовлена значною різницею коефіцієнтів температурного розширення плівки та підкладинки. Для плівок, осаджених на інші підкладинки, за рахунок магнітопружної взаємодії між плівкою та підкладинкою формується анізотропія типу легка вісь, а її величина не перевищує декількох сотен ерстед.

ВИСНОВКИ

Методом феромагнітного резонансу досліджувалась модифікація магнітних властивостей плівок Ni-Mn-Ga, осаджених на підкладинки з різних матеріалів. Зокрема показано, що:

Плівки Ni-Mn-Ga, нанесені на підкладинку Si, є полікристалічними, але за рахунок взаємодії з підкладинкою мають кристалічну текстуру 220. Наявність такої кристалічної текстури призводить до формування магнітної текстури з магнітною анізотропією типу легка вісь, яка утворює кут 45° з нормаллю до плівки. Величина константи анізотропії зростає зі збільшенням товщини плівки, однак, навіть для плівок товщиною 3 мкм значення константи анізотропії ($5,1 \cdot 10^5$ ерг / см³) значно нижче значення, характерного для масивних монокристалів $\approx 2 \cdot 10^6$ ерг·см³ [67,68].

Плівки Ni-Mn-Ga, напилені на підкладинки MgO(100), є епітаксіальними. Показано, що в залежності від товщини плівки і умов її виготовлення можна отримати фази з трьома типами магнітної анізотропії. Тонкі плівки (з товщиною меншою за 0.1 мкм), напилені на розігріту підкладинку без подальшого відпалу, в площині плівки мають двовісну магнітну анізотропію з осями, направленими вздовж головних осей підкладинки MgO. Збільшення товщини плівок та їх відпал призводить спочатку до повороту осей магнітної анізотропії на 45 градусів в площині плівки (0.1 мкм), а потім до утворення одновісної анізотропії (0,6 і 1 мкм).

Плівки Ni-Mn-Ga, напилені на підкладинки NaCl (001), також є епітаксіальними з двовісною анізотропією в площині плівки. На відміну від плівок Ni-Mn-Ga на інших підкладинках, в цих плівках формується сильна (~ 3 кЕ) анізотропія типу легка площина, яка обумовлена значною різницею коефіцієнтів температурного розширення плівки та підкладинки. Для плівок, осаджених на інші підкладинки, за рахунок магнітопружної взаємодії між

плівкою та підкладинкою формується анізотропія типу легка вісь, а її величина не перевищує декількох сотен ерстед.

Показано, що ФМР є ефективним методом контролю магнітних та структурних перетворень в плівках сплавів з магнітним ефектом пам'яті форми. Отримані результати свідчать про можливість контрольованого впливу на магнітні властивості тонких плівок Ni-Mn-Ga шляхом підбору технологічних параметрів їх виготовлення.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1 O. Heczko, V. Kopecký, A. Sozinov, L. Straka, Magnetic shape memory effect at 1.7 K, Appl. Phys. Lett. 103 (2013) 072405.
- 2 R. Techapiesancharoenkij, J. Kostamo, S.M. Allen, R.C. O’Handley, Frequency response of acoustic-assisted Ni–Mn–Ga ferromagnetic-shape-memory-alloy actuator, J. Appl. Phys. 105 (2009) 93923.
- 3 A. Sozinov, A.A. Likhachev, N. Lanska, K. Ullakko, Giant magnetic-field-induced strain in NiMnGa seven-layered martensitic phase, Appl. Phys. Lett. 80 (2002) 1746–1748.
- 4 C.P. Henry, D. Bono, J. Feuchtwanger, S.M. Allen, R.C. O’Handley, AC field-induced actuation of single crystal Ni–Mn–Ga, J. Appl. Phys. 91 (2002) 7810–7811.
- 5 J. Tellinen, I. Suorsa, A. Jääskeläinen, I. Aaltio, K. Ullakko, Basic properties of magnetic shape memory actuators, in: Proc. 8th Int. Conf. Actuator, Bremen, Ger., 2002: pp. 566–569.
- 6 M. Kohl, B. Krevet, T. Grund, J. Barth, D. Auernhammer, F. Khelifaoui, Engineering Aspects of Shape Memory Film Actuators and Sensors, Adv. Sci. Technol. 59 (2009) 119–128.
- 7 Вонсовский С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков// - Москва: Наука, 1971. – 1027 с.
- 8 Мозберг Р.К. Материаловедение: Учеб. пособ. – 2-е издание., перераб – Москва Высш. шк., 1991. – 448с.
- 9 Лахтин Ю. М., Леонтьева В.П. Материаловедение: Учебник для ВТУЗов – 3-е изд., перераб. и доп. – Москва: Машиностроение, 1990 – 528с.
- 10 Francis F. Chen. Industrial applications of low – temperatures plasma physics. Phys. Plasmas vol. 2, n. 6, June 1995, pp. 2164 – 2175.
- 11 J. G. Kirk, D. J. Galloway. The evolution of a test particle distribution in a strongly magnetized plasma. Pl. Phys., vol. 24. n. 4, 1982, pp. 339 – 359.

- 12** F. A. S. Ligthart, R. A. J. Keijser. Two – electron group model and electron energy balance in low - pressure gas discharges. *J. Appl. Phys.* vol. 51, n. 10, October 1980, pp. 5295 – 5299.
- 13** K. Kuwahara, H. Fujiyama. Application of the Child – Langmuir Law to Magnetron Discharge Plasmas. *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, vol. 22, n. 4, August 1994, pp. 442 – 448.
- 14** H. Rumpf, J. Feydt, D. Levandovski, A. Ludwig, B. Winzek, E. Quandt, P. Zhao, and M. Wuttig, *Proc. SPIE* 5053, 191 (2003).
- 15** M. Kohl, B. Krevet, M. Ohtsuka, D. Brugger, and Y. Liu, *Mater. Trans.* 47, 639 (2006).
- 16** M. Kohl, A. Agarwal, V. A. Chernenko, M. Ohtsuka, and K. Seemann, *Mater. Sci. Eng., A* 438–440, 940 (2006).
- 17** F. Bernard, P. Delobelle, C. Rousselot, and L. Hirsinger, *Thin Solid Films* 518, 399 (2009).
- 18** S. Besseghini, T. Cavallin, V. Chernenko, E. Villa, V. Lvov, and M. Ohtsuka, *Acta Mater.* 56, 1797 (2008).
- 19** M. Kohl, Srinivasa Reddy Y., F. Khelfaoui, B. Krevet, A. Backen, S. Fahler, T. Eichhorn, G. Jakob, and A. Mecklenburg, *Mater.Sci. Forum* 635, 145 (2010)
- 20** V. O. Golub, A. Ya. Vovk, L. Malkinski, C. J. O'Connor, Z. Wang, and J. Tang, *J. Appl. Phys.* 96, 3865 (2004).
- 21** Gregory Gerstein, Victor A. L'vov, Anna Kosogor , Hans J. Maier Internal pressure as a key thermodynamic factor to obtain high-temperature superelasticity of shape memory alloys // *Materials Letters. - Leibniz, Germany: Elsevier*, 2017.
- 22** A. Novikov, E. Gan'shina, A. Granovsky, A. Zhukov, and V. Chernenko, *Solid State Phenom.* 190, 335 (2012).
- 23** V. Recarte, J. I. Perez-Landazabal, V. Sanchez-Alarcos, V. A. Chernenko, and M. Ohtsuka. *Appl. Phys. Lett.* 95, 141908 (2009).

- 24** R. C. O’Handley and S. M. Allen, in *Encyclopedia of Smart Materials*, edited by M. Schwartz _Wiley, New York, 2002..
- 25** V. A. Chernenko and V. A. Lvov, in *Advances in Shape Memory Materials. Ferromagnetic shape memory alloys*, edited by V. A. Chernenko _Mat. Sci. Forum, Vol. 583, TTP, Switzerland, 2008_, p. 1.
- 26** Y. V. Kudryavtsev, J. Dubowik, and Y. P. Lee, *Phys. Status Solidi A* 196, 49 _2003_.
- 27** 4M. S. Lund, J. W. Dong, J. Lu, X. Y. Dong, C. J. Palmstrøm, and C. Leighton, *Appl. Phys. Lett.* 80, 4798 _2002_.
- 28** V. O. Golub, A. Ya. Vovk, L. Malkinski, C. J. O’Connor, Z. Wang, and J. Tang, *J. Appl. Phys.* 96, 3865 _2004_.
- 29** M. Thomas, O. Heczko, J. Buschbeck, U. K. Rößler, J. McCord, N. Scheerbaum, L. Schultz, and S. Fähler, *New J. Phys.* 10, 023040 _2008_.
- 30** V. A. Chernenko, M. Hagler, P. Müllner, V. M. Kniazkyi, V. A. L’vov, M. Ohtsuka, and S. Besseghini, *J. Appl. Phys.* 101, 053909 _2007_.
- 31** V. A. Chernenko, R. Lopez-Anton, M. Kohl, J. M. Barandiaran, M. Ohtsuka, I. Orue, and S. Besseghini, *Acta Mater.* 54, 5461 _2006_.
- 32** V. A. Chernenko, M. Kohl, V. A. L’vov, V. M. Kniazkyi, M. Ohtsuka, and O. Kraft, *Mater. Trans.* 47, 619 _2006_.
- 33** M. Hagler, V. A. Chernenko, M. Ohtsuka, S. Besseghini, and P. Müllner, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 998, 0998–J06–09 _2007_.
- 34** S. Besseghini, A. Gambardella, V. A. Chernenko, M. Hagler, C. Pohl, P. Müllner, M. Ohtsuka, and S. Doyle, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 158, 179 _2008_.
- 35** V. O. Golub, G. N. Kakazey, and N. A. Lesnik, in *Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems, NATO ASI Series*, edited by V. G. Bar’yakhtar, P. E. Wigen, and N. A. Lesnik _Kluwer, Dordrecht, 1998_, p.211.
- 36** V. O. Golub, R. Gontarz, G. N. Kakazei, and N. A. Lesnik, *J. Magn. Mater.* 174, 95 _1997_.

- 37** S.I. Patil, D. Tan, S.E. Lofland, S.M. Bhagat, I. Takeuchi, O. Famodu, J.C. Read, K.-S. Chang, C. Craciunescu, and M. Wuttig, *Appl. Phys. Lett.* 81,1279 _2002_.
- 38** D. C. Dunand and P. Mullner, *Adv. Mater.* 23, 216 (2011).
- 39** N. Jetta, N. Ozdemir, S. Rios, D. Bufford, I. Karaman, and X. Zhang, *Thin Solid Films* 520, 3433 (2012).
- 40** S. Doyle, V. A. Chernenko, S. Besseghini, A. Gambardella, M. Kohl, P. Mullner, and M. Ohtsuka, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 158, 99 (2008).
- 41** J. Buschbeck, R. Niemann, O. Heczko, M. Thomas, L. Schultz, and S. Fahler, *Acta Mater.* 57, 2516 (2009).
- 42** W. D. Nix, *Metall. Trans. A* 20, 2217 (1989).
- 43** V. A. Chernenko, M. Kohl, V. A. L'vov, V. M. Kniazkyi, M. Ohtsuka, and O. Kraft, *Mater. Trans.* 47, 619 (2006).
- 44** V. A. Chernenko, V. A. L'vov, M. Pasquale, S. Besseghini, C. Sasso, and D. A. Polenur, *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.* 12, 3 (2000).
- 45** M. Hagler, V. A. Chernenko, M. Ohtsuka, S. Besseghini, and P. Mullner, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 998, 0998-J06-09 (2007).
- 46** A. K. Gupta, K. V. Rao, and A. Subrahmanyam, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 12, L131(1979).
- 47** S. Besseghini, A. Gambardella, V. A. Chernenko, M. Hagler, C. Pohl, P. Mullner, M. Ohtsuka, and S. Doyle, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 158, 179 (2008).
- 48** O. Heczko, M. Thomas, R. Niemann, L. Schultz, and S. Fahler, *Appl. Phys. Lett.* 94, 152513 (2009).
- 49** M. Thomas, O. Heczko, J. Buschbeck, Y. W. Lai, J. McCord, S. Kaufmann, L. Schultz, and S. Fahler, *Adv. Mater.* 21, 3708 (2009).
- 50** T. Eichhorn and G. Jakob, *Mater. Sci. Forum* 635, 155 (2010).
- 51** V. Golub, K. M. Reddy, V. Chernenko, P. Mullner, A. Punnoose, and M. Ohtsuka, *J. Appl. Phys.* 105, 07A942 (2009).

- 52** V. A. Chernenko, V. Golub, J. M. Barandiaran, O. Y. Salyuk, F. Albertini, L. Righi, S. Fabbri, and M. Ohtsuka, *Appl. Phys. Lett.* 96, 042502 (2010).
- 53** J. Dubowik, Y. V. Kudryavtsev, and Y. P. Lee, *J. Appl. Phys.* 95, 2912(2004).
- 54** V. A. Chernenko, V. A. Lvov, V. Golub, I. R. Aseguinolaza, and J. M. Barandiaran, *Phys. Rev. B* 84, 054450 (2011).
- 55** P. Müllner, V. A. Chernenko, and G. Kostorz, *J. Appl. Phys.* 95, 1531 (2004).
- 56** M. Wuttig, C. Craciunescu, and J. Li, *Mater. Trans., JIM* 41, 933 _2000_.
- 57** M. Kohl, A. Agarwal, V. A. Chernenko, M. Ohtsuka, and K. Seemann, *Mater. Sci. Eng., A* 438, 940 _2006_.
- 58** J. Dubowik, Y. V. Kudryavtsev, and Y. P. Lee, *J. Appl. Phys.* 95, 2912_2004_.
- 59** V. A. Chernenko, M. Ohtsuka, M. Kohl, V. V. Khovailo, and T. Takagi, *Smart Mater. Struct.* 14, S245 _2005_.
- 60** G. Jakob, T. Eichhorn, M. Kallmayer, and H. J. Elmers, *Phys. Rev. B* 76, 174407 _2007_.
- 61** V. A. Chernenko, R. Lopez Anton, J. M. Barandiaran, I. Orue, S. Besseghini, M. Ohtsuka, and A. Gambardella, *IEEE Trans. Magn.* 44, 3040_2008_.
- 62** V. A. Chernenko, S. Besseghini, M. Hagler, P. Müllner, M. Ohtsuka, and F. Stortiero, *Mater. Sci. Eng., A* 481, 271 _2008_.
- 63** S. Doyle, V. A. Chernenko, S. Besseghini, A. Gambardella, M. Kohl, P. Müllner, and M. Ohtsuka, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 158, 99 _2008_.
- 64** M. Thomas, O. Heczko, J. Buschbeck, U. K. Röbber, J. McCord, N. Scheerbaum, L. Schultz, and S. Fähler, *New J. Phys.* 10, 023040 _2008_.
- 65** V. Golub, K. M. Reddy, V. Chernenko, P. Müllner, A. Punnoose, and M. Ohtsuka, *J. Appl. Phys.* 105, 07A942 _2009_.

66 P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck, S. L. Town, and M. S. Peak, Philos. Mag. B 49, 295 _1984_.

67 D. Schmool, J. S. Garitaonandia, and J. M. Barandiarán, Phys. Rev. B 58, 12159 _1998_.

68 O. Heczko, L. Straka, N. Lanska, K. Ullakko, and J. Enkovaara, J. Appl. Phys. 91, 8228 _2002_.